

ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ПОДХОДЕ СОСТАВНЫХ ЧАСТИЦ

А. Н. Квицишидзе,

Институт математики АН ГССР, Тбилиси

А. Н. Сисаян,

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Л. А. Слещенко,

Тбилисский государственный университет, Тбилиси

А. Н. Тавхелидзе

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В рамках квантовой теории поля найдены представления для инклюзивных распределений, которые допускают кварк-партоновую интерпретацию.

Исходя из этих представлений делаются выводы о зависимости инклюзивных спектров от переданного импульса и о тенденциях изменения этих зависимостей с продвижением в область малых расстояний. Дается обзор основных экспериментальных результатов, современных теоретических моделей, посвященных описанию инклюзивных процессов с большими поперечными импульсами.

Within the quantum field theory the representations for the inclusive distributions are found allowing assuming the quark-parton interpretation. On the basis of these representations the conclusions are made about the dependence of the inclusive spectra on the transferred momentum and about the tendency of changing these dependences at small distances. A review of the main experimental results and of modern theoretical models concerning the description of the inclusive processes with large transverse momenta is given.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования инклюзивных процессов дают важные сведения о характере взаимодействия адронов при высоких энергиях [5,63]. Настоящий обзор посвящен изучению инклюзивных реакций с большими поперечными импульсами и обсуждению в этой связи структуры адронов. При рассмотрении данного круга вопросов в большинстве случаев привлекаются кварк-партоновые модели и их различные модификации. В результате, сечения инклюзивных процессов выражаются с помощью дифференциальных сечений взаимодействия точно-подобных «составляющих» (кварков) и их структурных функций [1,63].

Здесь в рамках квантовой теории поля будут получены представления для инклюзивных сечений образования частиц с большими поперечными импульсами. При этом большое внимание уделяется анализу приближений, приводящих на основе полученных представлений к кварк-партоновой картине взаимодействия адронов [43—45]. Для этого удобно использовать трехмерную формулировку квантовой теории поля [6—11], в которой волновые функции адронов имеют смысл амплитуд вероятности (см. работу [14]).

Основное место в обзоре занимает исследование степенного поведения сечений инклюзивных процессов в области больших поперечных импульсов. Дело в том, что при изучении глубоко-неупругих процессов в бьеркеновском пределе было показано, что при достаточно общих предположениях на поведение спектральных функций форм-факторы несут автомодельный характер [2]: $F(s, t) \sim t^{-N} f(t/s)$. Существование аналогичного режима в случае инклюзивных реакций было обосновано в работе [64]. Подчеркнем, однако, что при этом показатель степени N и вид автомодельной функции $f(t/s)$ не связаны непосредственно со структурой адронов.

Такую связь можно установить на основе модельных предположений [13]. Так, в настоящем обзоре обсуждается степенной закон, который следует из полученных представлений для инклюзивных сечений, если предположить, что для электромагнитных форм-факторов адронов и дифференциальных сечений бинарных процессов справедливы правила кваркового счета [3, 4]. В этом случае сечение инклюзивного рождения частицы с большим поперечным импульсом имеет следующий вид:

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (AB \rightarrow C + x) \sim p_1^N \mathcal{F}(x_1),$$

причем автомодельная функция $\mathcal{F}(x_1)$ и значение показателя степени N характеризуются структурой адрона и вычисляются по правилам кваркового счета для бинарных реакций. В этой формуле N несет информацию о составляющей адрона, благодаря взаимодействию которых происходит данная множественная реакция. Привлекательная возможность — считать эти составляющие кварками. Тогда множественный процесс, в основном, будет носить характер рождения пучков. Последние экспериментальные данные в области больших поперечных импульсов отдают предпочтение такому механизму [32]. Поэтому в обзоре значительное внимание уделяется возникновению пучков и изучению их важнейших свойств. Следствие такого механизма — универсальность описания глубоконеупругих процессов с участием лептонов и адронов.

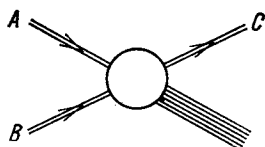
В обзоре принят следующий порядок изложения. Первые четыре раздела посвящены последовательному выводу в рамках квантовой теории поля представлений для инклюзивных распределений. Здесь же подробно рассматриваются приближения, приводящие

к кварк-партоновой картине взаимодействия адронов в области больших поперечных импульсов. В последующих трех разделах с помощью правил кваркового счета анализируется степенная зависимость от p_{\perp} инклюзивных сечений образования частиц с большими поперечными импульсами. Рассматриваются реализации различных механизмов множественного рождения в таких процессах. Седьмой раздел представляет собой сводку последних экспериментальных результатов по рождению частиц с большими p_{\perp} . При этом большое внимание уделяется соотношению различных механизмов образования вторичных частиц и, в особенности, роль пучков (или струй) при больших p_{\perp} .

Анализ представленного в обзоре рассмотрения инклюзивных процессов с большими поперечными импульсами в подходе составных частиц в сочетании с известными данными эксперимента позволяют получить ряд феноменологических следствий и предсказаний. Их обсуждение проводится в последнем разделе. В приложения вынесены выводы и доказательства полученных в рамках трехмерного формализма квантовой теории поля формул.

1. ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ

Рассмотрим процесс столкновения двух адронов A и B , когда в конечном состоянии реакции наблюдаются n частиц, среди которых выделим частицу вида C . Схема этой реакции следующая:



$$(I) \left. \begin{aligned} P_A + P_B &\rightarrow p_1 + p_2 + \dots + p_n; \\ p_1 &\equiv p_C; \\ P &= P_A + P_B. \end{aligned} \right\} (1)$$

Инклюзивное сечение образования частицы C в реакции (1), как известно, определяется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d^3p_C | E_C} &= \sum_n \frac{d\sigma^{(n)}}{d^3p_C | E_C}; \\ \frac{d\sigma^{(n)}}{d^3p_C | E_C} &= \frac{1}{2F} \int \prod_2^n \frac{d^3p_i}{2\omega_i(\mathbf{p}_i)} \delta \left(P + p_C - \sum_2^n p_j \right) \times \\ &\quad \times |T_{AB \rightarrow n}(P; p_1, p_2, \dots, p_n)|^2; \\ \omega_i(\mathbf{p}_i) &= \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}, \quad F = 2(2\pi)^{3n-4} \lambda^{1/2}(s, m_a^2, m_b^2); \\ \lambda(xyz) &= (x-y-z)^2 - 4yz. \end{aligned} \right\} (2)$$

Здесь $T_{AB \rightarrow n}(p_1, \dots, p_n; P_A, P_B)$ — амплитуда перехода (1).

Для построения амплитуды перехода $T_{AB \rightarrow n}$ воспользуемся трехмерной формулировкой квантовой теории поля. В этом подходе $T_{AB \rightarrow n}$ выражается следующей формулой (см. приложение 1)

$$\begin{aligned} & iT_{AB \rightarrow n}(p_1, \dots, p_n; P) = \\ & = 2 [2(2\pi)^3]^{n-1} \int \prod_{i=1}^n d^3 q_i M_{AB}(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) \times \\ & \quad \times \Phi_{P_A}^{(k)}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k) \delta\left(\mathbf{P}_A - \sum_{i=1}^k \mathbf{q}_i\right) \times \\ & \quad \times \Phi_{P_B}^{(n-k)}(\mathbf{q}_{k+1}, \dots, \mathbf{q}_n) \delta\left(\mathbf{P}_B - \sum_{i=k+1}^n \mathbf{q}_i\right), \end{aligned} \quad (3)$$

где Φ_{P_A} , Φ_{P_B} — квазипотенциальные (к.п.) волновые функции состояний A и B : $\langle 0 | \psi_1(x_1), \dots, \psi_n(x_n) | A \rangle |_{x_i^0=0} =$

$$= \int \exp\left[-i \sum_j^k \mathbf{q}_j x_j\right] \Phi_{P_A}^{(k)} \delta\left(\mathbf{P}_A - \sum_1^k \mathbf{q}_i\right) \prod_1^k d^3 q_i,$$

удовлетворяющие к.п.-уравнению и условию нормировки

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^{\infty} [2(2\pi)^3]^{k-1} \int |\Phi_P^{(k)}(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k)|^2 \delta\left(\mathbf{P} - \sum_1^k \mathbf{q}_i\right) \times \\ & \quad \times \prod_{i=1}^k \omega_i(\mathbf{q}_i) d^3 q_i = P_0. \end{aligned}$$

(Они имеют смысл амплитуд вероятности того, что адрон A содержит k составляющих с импульсами $\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k$.) M_{AB} — операторы перехода, соответствующие процессу, где в результате взаимодействия адронов A и B , описываемых к.п.-волновыми функциями $\Phi_{P_A}^{(k)}$ и $\Phi_{P_B}^{(n-k)}$, рождаются n свободных частиц, соответствующих гейзенберговским полям $\Psi(p_i)$.

В случае рассеяния лептона на адроне (3) имеет вид

$$\begin{aligned} & iT_{lB \rightarrow n}(p_1, \dots, p_n; P) = \\ & = 2 [2(2\pi)^3]^{n-1} \int \prod_{i=2}^n d^3 q_i M_{lB}(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) \times \\ & \quad \times \Phi_{P_B}^{(n-1)}(\mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_n) \delta\left(\mathbf{P}_B - \sum_2^n \mathbf{q}_i\right), \end{aligned}$$

где \mathbf{q}_1 , \mathbf{p}_1 — начальный и конечный импульсы лептона.

В приложении 1 для функций Φ_{P_A} , Φ_{P_B} и оператора перехода M_{AB} (M_{lB}) получены трехмерные к.п.-уравнения и доказано, что (3) представляет собой точное выражение для амплитуды процесса $AB \rightarrow n$ в квантовой теории поля. В дальнейшем воспользуемся приближенными решениями этих уравнений.

Рассмотрим сначала первую итерацию уравнения для оператора

$$M_{lB \rightarrow n}^{\prime}(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) = \\ = \frac{i}{4(2\pi)^3} \sum_i T_{li}^{(2)}(\mathbf{p}_i \mathbf{p}_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i; P'_0) \prod_{j=2}^n \delta(\mathbf{p}_j - \mathbf{q}_j) \omega(\mathbf{q}_j), \quad (5)$$

где $T_{li}^{(2)}$ — амплитуда рассеяния вне массовой поверхности лептона l на i -й «составляющей» адрона B ; P' означает произведение с исключенным i -м сомножителем; $P'_0 = P_0 - \sum_{j \neq i}^n \omega_j(\mathbf{p}_j)$.

Выделим вклад в амплитуду перехода (4), соответствующий итерации (5):

$$T_{lB}(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, P_B) = [2(2\pi)^3]^{n-2} \times \\ \times \sum_{i=2}^n T_{li}^{(2)}(P'_0, \mathbf{p}_i \mathbf{p}_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i) \Phi_{P_B}^{(n-1)}(\mathbf{p}_i, \dots, \mathbf{q}_i, \dots, \mathbf{p}_n) \prod_{j \neq i}^n \omega_j(\mathbf{p}_j), \quad (6)$$

где $\mathbf{q}_i = \mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_i - \mathbf{q}_1$.

Далее, подставляя (6) в определение (2), выпишем инклюзивное сечение образования частицы c (\mathbf{p}_1) в приближении (5):

$$\frac{d\sigma}{d^3 p_1 | \omega_1} = \sum_n \frac{[2(2\pi)^3]^{2n-4}}{2^n F} \int \prod_{i=2}^n \frac{d^3 p_i}{\omega_i(\mathbf{p}_i)} \delta^{(4)}\left(P - \sum_1^n p_i\right) \times \\ \times \left| \sum_i T_{li}^{(2)} \Phi_{P_B}^{(n-1)} \prod_j \omega_j \right|^2. \quad (7)$$

Отсюда для одночастичного инклюзивного сечения лептон-адронного взаимодействия имеем представление

$$\frac{d\sigma}{d^3 p_1 | \omega_1} = \frac{(2\pi)^{-2}}{8\lambda^{1/2}} \sum_j \left\{ \int \frac{d^3 q_j}{\omega_j(\mathbf{p}_j)} P_B^0 \rho_B^j(\mathbf{q}_j, E) [\omega(\mathbf{q}_j)]^{-1} | T_{li}^{(2)}(\mathbf{p}_i \mathbf{p}_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i) |^2 + \right. \\ \left. + \sum_{\substack{j \\ j \neq i}}^n \int F_B(\mathbf{q}_j, \mathbf{q}_i) \frac{d^3 q_i d^3 q_j}{\omega_i \omega_j} T_{li}^{(2)}(\mathbf{p}_i \mathbf{p}_i \mathbf{q}_i \mathbf{q}_i) T_{lj}^{*(2)}(\mathbf{p}_i \mathbf{p}_j \mathbf{q}_i \mathbf{q}_j) \right\}, \quad (8)$$

$$\text{где } P_B^0 \rho_B^j(\mathbf{q}_j, E) = \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-2} \int |\Phi_{P_B}^{(n-1)}(\mathbf{q}_2, \dots, \mathbf{q}_n)|^2 \times \\ \times \delta\left(E - \sum_2^n \omega_i(\mathbf{q}_i)\right) \delta\left(\mathbf{P}_B - \sum_2^n \mathbf{q}_i\right) \prod_{\substack{2 \\ i \neq j}}^n \omega_i(\mathbf{q}_i) d^3 q_i; \quad (9)$$

$$E = \bar{E}_B + \bar{q}_1^0 - \bar{p}_1^0 - \bar{p}_i^0 + \bar{q}_i^0 = E_B + [(\bar{q}_1^0 + \bar{q}_i^0) - (\bar{p}_1^0 + \bar{p}_i^0)];$$

$$F_B(\mathbf{q}_i, \mathbf{q}_j) = \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \int \Phi_B^{(n-1)}(\mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{q}_i, \dots, \mathbf{p}_n) \times \\ \times \bar{\Phi}_B^{(n-1)}(\mathbf{p}_2, \dots, \mathbf{q}_j, \dots, \mathbf{p}_n) \delta\left(P_0 - \sum_2^n \omega_l(\mathbf{p}_l)\right) \times \\ \times \delta\left(\mathbf{P} - \sum_2^n \mathbf{p}_l\right) \prod_{\substack{2 \\ l \neq i \neq j}}^n \omega_l(\mathbf{p}_l) d^3 p_l. \quad (9')$$

Проводя аналогичные вычисления в случае взаимодействия двух адронов (3), нетрудно вывести следующее представление:

$$\frac{d\sigma}{d^3 p_C | E_C} = \frac{(2\pi)^{-2}}{4\lambda^{1/2}} \sum_{a,b} \int \frac{d^3 q_a}{\omega_a(\mathbf{q}_a)} \frac{d^3 q_b}{\omega_b(\mathbf{q}_b)} \times$$

$$\times P_A^0 \rho_A^{a1}(\mathbf{q}_a, E_1) P_B^0 \rho_B^b(\mathbf{q}_b, E_2) |T_{ab}^{(2)}(\mathbf{q}_a \mathbf{q}_b \mathbf{p}_c \mathbf{p}_b)|^2 \times \\ \times \delta(s' + t' + u' - \alpha [(P_A^0 - E_1) + (P_B^0 - E_2)]) dE_1 dE_2; \quad (10)$$

где $s' = (q_a + q_b)^2$; $t' = (q_a - p_a)^2$; $u' = (u_a - p_b)^2$; $\alpha = q_a^0 + q_b^0 - p_c^0 + p_b^0$; T_{ab}^2 — амплитуда упругого рассеяния вне массовой поверхности составляющих адронов A и B друг на друга; величины ρ_A^a , ρ_B^b определены формулой (9).

Учитывая свойства нормировки к.п.-волновых функций имеем

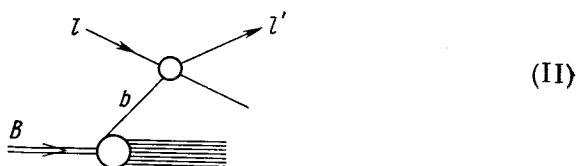
$$\int d^3 q \rho_A^a(\mathbf{q}, E) dE = 1; \quad (11)$$

$$\rho_A^a(\mathbf{q}) = \int \rho_A^a(\mathbf{q}, E) dE. \quad (12)$$

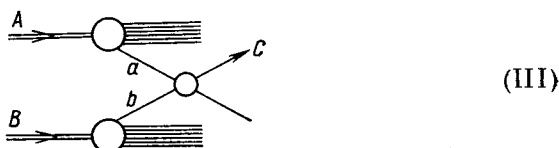
Следовательно, величина $\rho_A^a(\mathbf{q}, E)$ — одночастичное распределение. В частности, $\rho_A^a(\mathbf{q}, E) d^3 q dE$ является вероятностью того, что адрон A содержит составляющую a с импульсом в интервале $(\mathbf{q}, \mathbf{q} + d\mathbf{q})$, а общая энергия всех составляющих находится в интервале $(E, E + dE)$.

Итак, инклюзивное сечение взаимодействия лептонов с адроном (8) выразим приближенно через функции одночастичного распределения $\rho_B^b(\mathbf{q})$ и амплитуды упругого рассеяния лептона на составляющей адрона B .

Схематически этот процесс можно представить следующим образом:



Аналогично в случае столкновения двух адронов инклюзивное сечение выражается с помощью распределений $\rho_B^b(q')$, $\rho_A^a(q'')$ и амплитуд упругого рассеяния вне массовой поверхности составляющих a , b друг на друга:



В принципе для амплитуд рассеяния составляющих $T^{(2)}$ и величин $\rho(q)$ можно выписать к. п.-уравнения, а практически эти величины — неизвестные функции, которые можно задать в различных феноменологических подходах. В этом смысле представления (8) и (10) весьма удобны для различных модельных приближений. В частности, как увидим ниже, они допускают наглядную интерпретацию кварк-партоновой картины взаимодействия.

2 ИНКЛЮЗИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ В КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОДХОДЕ НА НУЛЬ-ПЛОСКОСТИ

При использовании представлений (8) и (10) в процессах образования частиц с большими поперечными импульсами удобно записать их в переменных светового фронта. Формулировка квазипотенциального подхода в квантовой теории поля на нуль-плоскости в случае полного описания многочастичных процессов дана в приложении. Здесь отметим, что в роли обычного трехмерного импульса P и энергии $p_0 = E$ в теории поля на нуль-плоскости выступают переменные светового фронта $P = (P^+, p_\perp)$ и P^- ($P^\pm = P_0 \pm P_z$) соответственно. Многие особенности и преимущества этого подхода исследованы в работе [15] и будут использованы ниже по ходу изложения.

Запишем амплитуду рассеяния T_{lB} (4) в переменных светового фронта:

$$\begin{aligned}
 & iT_{lB}(p_1, \dots, p_n; q_1 B) = \\
 & = [2(2\pi)^3]^{n-1} M_{1B}(P^-; \underline{p}_1 \underline{p}_2 \dots \underline{p}_n; \underline{q}_1 \underline{q}_2 \dots \underline{q}_n) \times \\
 & \times \prod_2^n d^2 q_{j\perp} dx_j^+ \Phi_B^{(n-1)}(\underline{q}_2 \dots \underline{q}_n) \delta^{(2)}\left(\sum_{j=2}^n q_{j\perp} - B_\perp\right) \delta\left(\sum_2^n x_j^+ - 1\right), \quad (13)
 \end{aligned}$$

где $x_j^+ = q_j^+/B^+$; $B^+ = P_B^+$. В результате проектирующих свойств функции Φ_B интегрирование по переменной x_j^+ ведется в интервале [0, 1].

В импульсном приближении (5) оператор перехода M_{1B} имеет вид

$$\begin{aligned}
 & M_{1B}(P^-; \underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; \underline{q}_1 \underline{q}_2 \dots \underline{q}_n) = \\
 & = [2(2\pi)^3]^{-1} \sum_{j=2}^n T_{1j}^{(2)}(\underline{p}_1 \underline{p}_j \underline{q}_1 \underline{q}_j) \prod_2^n x_k \delta^{(2)}(p_{k\perp} - q_{k\perp}) \delta(x_k - x_k^+), \quad (14)
 \end{aligned}$$

где $x_k = p_k^+/B^+$; $T_{1j}^{(2)}$ — двухчастичная амплитуда рассеяния лептона l на j -й составляющей адрона B вне массовой поверхности.

В данном приближении амплитуду рассеяния (13) можно переписать в виде:

$$\begin{aligned}
 & T_{lB}^{(n)}(\underline{p}_1 \underline{p}_2 \dots \underline{p}_n; \underline{q}_1 B) = \\
 & = [2(2\pi)^3]^{n-2} \sum_j T_{1j}^{(2)}(\underline{p}_1 \underline{p}_j; \underline{q}_1 \underline{q}_j) \Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{q}_j \dots \underline{p}_n) \prod_2^n x_k,
 \end{aligned}$$

где $\underline{q}_j = \underline{B} - \sum_{l \neq j} \underline{p}_l = \underline{p}_1 + \underline{p}_j - \underline{q}_1$, откуда

$$\begin{aligned}
 & \frac{d\sigma}{d^3 p_1 | E_1} = \frac{[2(2\pi)^3]^{2n-4}}{F^{2n-4}} \int \delta\left(\underline{\bar{P}} - \sum \frac{p_{i\perp}^2 + m_i^2}{p_i^+}\right) \times \\
 & \times \delta^{(3)}\left(\underline{P} - \sum_1^n \underline{p}_i\right) \left| \sum_{j=2}^n T_{1j}^{(2)}(\underline{p}_1 \underline{p}_j \underline{q}_1 \underline{q}_j) \times \right. \\
 & \left. \times \Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{q}_j \dots \underline{p}_n) \prod_{k \neq j}^n x_k \right|^2 \prod_{l=2}^n d^2 p_{l\perp} \frac{dx_l}{x_l}.
 \end{aligned}$$

После несложных преобразований получим

$$\begin{aligned}
 & \frac{d\sigma^{(n)}}{d^3 p_1 | E_1} = \frac{[2(2\pi)^3]^{2n-4}}{2^{n-4} F} \int \delta\left(P^- - \sum_1^n \frac{p_{i\perp}^2 + m_i^2}{p_i^+}\right) \delta^{(3)}\left(\underline{P} - \sum_1^n \underline{p}_i\right) \times \\
 & \times \left\{ \sum_{j=2}^n |T_{1j}^{(2)}(\underline{p}_1 \underline{p}_j \underline{q}_1 \underline{q}_j)|^2 |\Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{q}_j \dots \underline{p}_n)|^2 \prod_{k \neq j}^n x_k + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \sum_{\substack{2 \\ i \neq j}}^n T_{ij}^{(2)}(\underline{p}_i \underline{p}_j \underline{q}_i \underline{q}_j) T_{ii}^{(2)*}(\underline{p}_i \underline{p}_i \underline{q}_i \underline{q}_i) \times \\
& \times \Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{q}_j \dots \underline{p}_n) \bar{\Phi}_B(\underline{p}_2 \dots \underline{q}_i \dots \underline{p}_n) \prod_{k \neq i} x_k \prod_{k \neq j} x_k \} \times \\
& \times \prod_{l=2}^n d^2 p_{l\perp} \frac{dx_l}{x_l}. \quad (15)
\end{aligned}$$

Во втором слагаемом аргументы i (j) к.п.-волновых функций Φ и $\bar{\Phi}$ различаются на передачу импульса $\underline{\Delta}$, ($\underline{q}_j = \underline{p}_j + \underline{\Delta}$, $\underline{q}_i = \underline{p}_i \pm \underline{\Delta}$).

Предполагая степенной закон убывания к.п.-волновой функции по относительному переданному импульсу ($p_{i\perp} - x_i B_{\perp}$), будем далее пренебрегать вторым слагаемым выражения (15). (В предельном случае продольных партонов $\Phi_B(p_i) \sim \delta(p_{i\perp} - x_i B_{\perp})$ этот вклад равен нулю.) Рассмотрим величину

$$\begin{aligned}
& [2(2\pi)^3]^{n-2} |\Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_j \dots \underline{p}_n)|^2 \delta(B - \sum_2^n \underline{p}_l) \times \\
& \times x_2 \dots x_n B^+ \prod_2^n d^2 p_{l\perp} dx_l = \rho_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_n) \prod_{l=2}^n d^2 p_{l\perp} dx_l, \quad (16)
\end{aligned}$$

где $\rho_B^{(n-1)}$ — вероятность того, что адрон \underline{B} состоит из $(n-1)$ -составляющих, поперечные импульсы которых находятся в интервале $(p_{l\perp}, p_{l\perp} + dp_{l\perp})$, а продольные составляющие импульса — в интервале $(x_l, x_l + dx_l)$ [см. условие нормировки (12)]. Тогда функция

$$\begin{aligned}
\rho_B^j(\underline{p}_j, \alpha) & \equiv \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-2} \int |\Phi_B^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_j \dots \underline{p}_n)|^2 \times \\
& \times \delta\left(\alpha - \sum_{l=2}^n \frac{(p_{l\perp} - x_l B_{\perp})^2 + m_l^2}{x_l}\right) \times \\
& \times \delta\left(B - \sum_{l=2}^n \underline{p}_l\right) x_2 \dots x_n B^+ \prod_{\substack{2 \\ l \neq j}}^n d^2 p_{l\perp} dx_l, \quad (17)
\end{aligned}$$

а точнее $\rho_B^j(\underline{p}_j, \alpha) dp_j/B^+ d\alpha$, дает вероятность того, что j -я составляющая адрона \underline{B} имеет импульсы в интервале $(p_j, p_j + dp_j)$, а собственная энергия всех составляющих находится в интервале $(\alpha, \alpha + d\alpha)$.

Из условия нормировки волновых функций Φ следует, что

$$\int d^2 p_{j\perp} dx_j d\alpha \rho_B^j(\underline{p}_j, \alpha) = 1. \quad (18)$$

Учитывая (16) и (17) для инклюзивного сечения (15), получаем

$$\frac{d\sigma}{d^3p_1 | E_1} = \sum_n \frac{d\sigma^{(n)}}{d^3p_1 | E_1} = \frac{(2\pi)^{-2}}{4\lambda^{1/2}} \sum_j \int \frac{d^2q_{j\perp} dx_j^+}{x_j} \times \\ \times \rho_B^j(\underline{q}_j, \alpha) (x_j)^{-1} | T_{1j}(\underline{p}_1, \underline{q}_j - \underline{\Delta}; \underline{q}_1, \underline{q}_j) |^2,$$

где

$$\underline{p}_j = \underline{q}_j - \underline{\Delta}; \quad x_j^+ = q_j^+ / B^+; \\ \alpha = B^+ (\bar{q}_1 + \bar{q}_j - \bar{p}_1 - \bar{p}_j) + B^2; \quad B^2 \equiv P_B^2 = M_B^2; \\ \bar{q}_i = (m_i^2 + q_{i\perp}^2) / q_i^+.$$

В этом выражении и ниже черта сверху означает, что 4-вектор лежит на массовой поверхности. Тогда нетрудно показать, что

$$\alpha = (s' + t' + u' - \bar{q}_1^2 - \bar{q}_j^2 - \bar{p}_1^2 - \bar{p}_j^2) / x_j + B^2,$$

где $s' = (\bar{q}_j + \bar{q}_1)^2$; $(\bar{p}_1 - \bar{q}_1)^2 = t'$; $(\bar{p}_1 - \bar{q}_j)^2 = u'$; s , t и u — переменные двухчастичного процесса, описываемого амплитудой рассеяния $T_{1j}^{(2)}$.

Пользуясь трансформационными свойствами [15] к.-п.-волновых функций Φ_B , выпишем общий вид зависимости ρ_B^j от аргументов:

$$\rho_B^j(q_j, \alpha) = \rho_{B^2}^j(q_{j\perp} - x_j^+ B_{\perp}, x_j^+, \alpha).$$

Предположим, что распределение ρ_B^j по поперечному импульсу эффективно отлично от нуля лишь в области $q_{i\perp} \sim x_j B$ при $x_j \neq 0$.

Тогда в пределе $s \rightarrow \infty$, $t/s \rightarrow \text{const}$: $\alpha \sim \frac{1}{x_j} (x_j s + t + x' u)$.

Далее, если считать, что амплитуда $T_{1j}^{(2)}$ зависит лишь от переменных s' , t' и u' , то можно получить

$$\frac{d\sigma}{d^3p_1 | E_1} = \frac{(2\pi)^{-2}}{2\lambda^{1/2}} \sum_j \int \frac{dx_j^+}{x_j^+ x_j} \rho_B^j(x_j^+, \alpha) | T_{1j}^{(2)}(x_j^+ s, t, x_j^+ u) |^2.$$

Партонной модели соответствует выбор структурной функции распределения вида $\rho_B^j(x, \alpha) = \delta(\alpha - B^2) \rho_B^j(x)$. В результате сечение глубоконеупругого рассеяния лептона на адроне принимает известный вид:

$$\frac{d\sigma}{d^3p_1 | E_1} = \frac{2s}{\pi} \sum_j \int dx \rho_B^j(x) x \delta(x(s+u) + t) \frac{d\sigma_{1j}}{dt}(xs, t), \quad (19)$$

где $d\sigma_{1j}/dt = [16\pi\lambda^{1/2}(s')]^{-1} | T_{1j}(s', t) |^2$ — дифференциальное сечение упругого рассеяния лептона на партоне j .

Запишем (10) в переменных светового фронта:

$$\frac{d\sigma^{(n)}}{d^3p | \bar{E}} = \frac{2}{F} [2(2\pi)^3]^{2n-4} \sum_k \int \prod_{l \neq j} d^2 p_{l\perp} \frac{dx_l}{2x_l} \times$$

$$\times \delta\left(\bar{P} - \sum \frac{p_l^2 + m_l^2}{P_l^+}\right) \delta^{(3)}\left(\underline{P} - \sum_1^n \underline{p}_l\right) \sum_{ij} |T_{ij}^{(2)}(\underline{p}_i \underline{p}_j \underline{q}_i \underline{q}_j)|^2 \prod_{l \neq i, j} x_l^2 \times$$

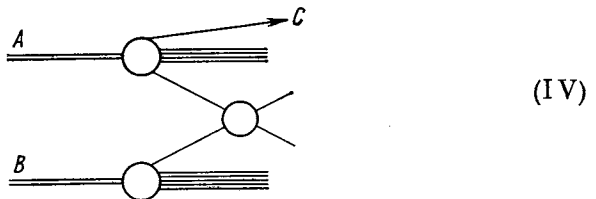
$$\times |\Phi_A^{(k)}(\underline{p}_1 \dots \underline{q}_j \dots \underline{p}_k)|^2 |\Phi_B^{(n-k)}(\underline{p}_{k+1} \dots \underline{q}_i \dots \underline{p}_n)|^2, \quad (20)$$

где

$$x_l = \begin{cases} p_l^+ / A^+, & \text{если } l = (1, \dots, k); \\ p_l^+ / B^+, & \text{если } l = (k+1, \dots, n); \end{cases}$$

$$\underline{q}_i = \underline{B} - \sum_{l \neq i}^n \underline{p}_l; \quad \underline{q}_j = \underline{A} - \sum_{l \neq j}^k \underline{p}_l.$$

Здесь уже учтено, что при больших передачах импульса $t = (P_A - P_C)^2$ вклад членов типа второго слагаемого в (15) мал. Из тех же соображений мал вклад процессов, схематически представленных в виде]



Используем определение функции ρ (17) и перепишем (20) в следующем виде:

$$\frac{d\sigma}{d^3p_l | E_C} = \frac{(2\pi)^{-2}}{4\lambda^{1/2}(s)} \sum_{ij} \int \delta\left(s' + t' + u' - \Sigma m^2 - P_i^+ \left(\frac{\alpha - A^2}{A^+} + \frac{\beta - B^2}{B^+}\right)\right) \times$$

$$\times d\alpha d\beta (x_i x_j)^{-1} d^2 q_{\perp j} dx_j' d^2 q_{i\perp}' dx_i' \rho_A^j(q_{j\perp} - x_j' A_{\perp}, x_j', \alpha) \times$$

$$\times \rho_B^j(q_{i\perp} - x_i B_{\perp}, x_i'; \beta) |T_{ij}^{(2)}(\underline{p}_i \underline{p}_j \underline{q}_i \underline{q}_j)|^2,$$

где

$$s' = (\bar{q}_i + \bar{q}_j)^2; \quad t' = (\bar{p}_C - \bar{q}_j)^2;$$

$$u' = (\bar{p}_C - \bar{q}_i)^2; \quad P_i^+ = x_j' A^+ + x_i' B^+ - p_C^+.$$

Учитывая предположения относительно поведения $\rho_{A(B)}^{i(j)}$ как функции поперечных импульсов в пределе высоких энергий $s \rightarrow \infty$

и больших передач импульсов $t/s \rightarrow \text{const}$, $u/s \rightarrow \text{const}$, получаем

$$\frac{d\sigma}{d^3p_c | E_c} = \frac{s}{\pi} \sum_{ij} \int dx dy \rho_B^j(x) \rho_A^i(y) xy \delta(s' + t' + u') \times \\ \times \frac{d\sigma_{ij}}{dt'}(s', t') |_{s'=xys, t'=xt, u'=yu}. \quad (21)$$

Подчеркнем, что (21) дает инклюзивный спектр частиц c , составляющих адрон. Если эти составляющие частицы не рождаются в свободном виде, т. е. находятся в так называемом «заклучении», сечение процесса равно нулю. Однако если справедливо правило кваркового счета, то (21) при больших поперечных импульсах должна давать убывание инклюзивного сечения как q_{\perp}^{-4} (см. подробнее ниже). Выпишем также инклюзивное распределение двух составляющих, которое в этих предположениях примет вид:

$$\frac{d\sigma}{d^3p_c | E_c d^3p_d | E_d} = \\ = \frac{s}{2\pi} \sum_{abcd} \int \delta^{(4)}(xA + yB - p_c - p_d) x dx y dy \rho_A^a(x) \rho_B^b(y) \frac{d\sigma(s'_1 t')}{dt'}, \quad (21a)$$

где $s' = xys$; $t' = xt$; $u' = yu$;

3. ОБРАЗОВАНИЕ «ЛИДИРУЮЩИХ» АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Рассмотрим инклюзивное сечение образования адрона C с большим поперечным импульсом в процессе столкновения адронов A и B . Предположим, что адрон C совпадает, например, с адроном A или является его возбужденным состоянием — «лидирующий адрон».

Данный процесс, согласно формуле (П.41), описывается следующей амплитудой перехода:

$$iT_{AB \rightarrow C}(c, p_1 \dots p_n) = [2(2\pi)^3]^{n+l-1} \int \Phi_C^{(l)}(\underline{p}'_1 \dots \underline{p}'_l) \delta\left(\sum_1^l \underline{p}'_i - \underline{c}\right) \times \\ \times c^+ \prod_1^l d^2 p'_{i\perp} dx'_i M_{ABC}(\underline{p}'_1 \dots \underline{p}'_l, \underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; \underline{q}'_1 \dots \underline{q}'_\alpha, \underline{q}_1 \dots \underline{q}_\beta) \times \\ \times \Phi_A^{(\alpha)}(\underline{q}'_1 \dots \underline{q}'_\alpha) \delta\left(\sum_1^\alpha \underline{q}'_i - \underline{A}\right) A^+ \Phi_B^{(\beta)}(\underline{q}_1 \dots \underline{q}_\beta) \delta\left(\sum_1^\beta \underline{q}_i - \underline{B}\right) \times \\ \times B^+ \prod_1^\alpha d^2 q'_{i\perp} dy'_i \prod_1^\beta d^2 q_{i\perp} dy_i, \quad (22)$$

где $x'_i = p'_i/c^+$; $y'_i = q'_i/A^+$; $y_i = q_i/B^+$; $n + l = \alpha + \beta$; M_{ABC} — оператор перехода.

Предположим, что состояния A и C возникают в одной и той же подсистеме l составляющих частиц, и используем приближение парных взаимодействий для оператора M_{ABC} . Это приближение схематически изображается в виде

$$M_{ABC} \sim \sum_{i=1}^l M_{iB} \quad (V)$$

Здесь M_{iB} — оператор перехода, соответствующий процессу столкновения i -й составляющей адрона A с адроном B .

В этом приближении амплитуда рассеяния (22) примет вид

$$T_{AB \rightarrow C}(c, \underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; AB) = [2(2\pi)^3]^{l-1} \sum_{i=1}^l \int \prod_{j \neq 2}^l d^2 k_{j\perp} dx_j x_j \times$$

$$\times \bar{\Phi}_{c2}^{(l)}(k_{1\perp} - x_1 \Delta_{\perp}, x_1; \dots, k_{i\perp} + (1-x_i) \Delta_{\perp}, x_i; \dots, k_{l\perp} - x_l \Delta_{\perp}, x_l) \times$$

$$\times \Phi_{A2}^{(l)}(k_{1\perp}, x_1, \dots, k_{l\perp}, x_l) \delta\left(\sum_1^l k_{j\perp}\right) \delta\left(\sum_1^l x_j - 1\right) dk_{i\perp}^2 dx_i \times$$

$$\times T_{iB}(\underline{p}_i, \underline{p}_i, \dots, \underline{p}, \underline{q}_i; B), \quad (23)$$

где $\underline{q}_i = \underline{k}_i + x_i A$; $x_i = k_i^+/A^+$; $\underline{p}_i = \underline{k}_i + x_i C$; $\Delta = C - A$; T_{iB} — амплитуда неупругого рассеяния (14) i -й составляющей на адроне B ($q_i + B \rightarrow p_1 + \dots + p_i + \dots + p_n$).

Для последующего изложения нам понадобятся некоторые сведения из теории релятивистских форм-факторов адронов. Как известно, в квантовой теории поля на нуль-плоскости для среднего значения электромагнитного тока между адронными состояниями имеем выражение

$$\langle P | J_{\mu}(0) | Q \rangle =$$

$$= \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \sum_i \int \prod_{l \neq i} d^2 p_{l\perp} x_l dx_l \Phi_P^{(l)}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_i \dots \underline{p}_n) \times$$

$$\times \Phi_Q^{(l)}(\underline{p}_1 \dots \underline{q}_i \dots \underline{p}_n) l_i (\bar{p}_i + \bar{q}_i)_{\mu}. \quad (24)$$

Пользуясь определением форм-фактора адрона $F(P - Q)$

$$\langle P | J_{\mu}(0) | Q \rangle = e(P + Q)_{\mu} F(P - Q)$$

и трансформационными свойствами (приложение 2) к п.-волновых функций на основе (24), получаем

$$eF(t) = \sum_{n,i} e_i \int dx S_i^{(n)}(x, (1-x)\Delta_{\perp}); \quad t = (P - Q)^2 = -\Delta_{\perp}^2, \quad (25)$$

где величина [12]

$$\begin{aligned}
 & S_i^{(n)}(x, (1-x)\Delta_{\perp}) = \\
 & = [2(2\pi)^3]^{n-1} x \int_{-\infty}^{+\infty} \prod_{l=1}^n d^2 p_{l\perp} \delta\left(\sum_1^n p_{l\perp}\right) \int_0^1 \prod_{\substack{l=1 \\ l \neq i}}^n x_l dx_l \delta\left(\sum_{l \neq i} x_l + x - 1\right) \times \\
 & \times \Phi^{(n)}(p_{1\perp} - x_1 \Delta_{\perp}, x_1, \dots, p_{i\perp} + (1-x)\Delta_{\perp}, x; \dots, p_{n\perp} - x_n \Delta_{\perp}, x_n) \times \\
 & \times \Phi^{(n)}(p_{1\perp}, x_1, \dots, p_{i\perp}, x_i \dots p_{n\perp}, x_n). \quad (26)
 \end{aligned}$$

Учитывая условие нормировки к. п.-волновых функций $\Phi^{(n)}$, нетрудно получить следующее условие нормировки функций $S_i^{(n)}$:

$$\left. \begin{aligned}
 & \sum_{ni} e_i \int_0^1 S_i^{(n)}(x, \mathbf{0}_{\perp}) dx = e; \\
 & \sum_i \int_0^1 S_i^{(n)}(x, \mathbf{0}_{\perp}) dx = 1; \quad F(0) = 1.
 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Рассмотрим сейчас выражение для амплитуды рассеяния (23). В случае, когда взаимодействие составляющей с адроном B обладает эффективной локальностью [16]:

$$T'_{iB}(p_i, p_1 \dots p_n; q_i; B) \sim \text{diagram} \quad (VI)$$

амплитуда рассеяния (23) принимает вид

$$T_{AB \rightarrow C}(c, p_1 \dots p_n; A, B) = \sum_i f_i^{(l)}(\Delta_{\perp}) \tilde{T}'_{iB}(\Delta_{\perp}, p_1 \dots p_n; B), \quad (28)$$

где

$$f_i^{(l)}(\Delta_{\perp}) = \int (dx/x) S_i^{(l)}(x, (1-x)\Delta_{\perp}) \varphi(x), \quad (29)$$

функция $\varphi(x)$ характеризует вершину локального взаимодействия и, например, в случае обмена векторными частицами (глюонами) $\varphi(x) = x$. Тогда формула (28) принимает вид

$$T_{AB \rightarrow C}(p_i, p_1 \dots p_n; q_i; B) = \sum_i F_i(\Delta_{\perp}) \tilde{T}'_{iB}(\Delta_{\perp}, p_1 \dots p_n, B), \quad (30)$$

где $\sum_i F_i(\Delta_{\perp}) = F_A(\Delta_{\perp})$ — форм-фактор частицы A ; $x\tilde{T}'_{iB}$ — амплитуда перехода (13).

Используя (30) для инклюзивного сечения, на основе (19) получаем

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3p|E} = \sum F_A^2(t) \frac{d\sigma^{iB \rightarrow i+x}}{d^3p|E} (s'_i t'_i u'_i). \quad (31)$$

Следовательно, в предположении локального взаимодействия инклюзивное сечение образования лидирующей частицы пропорционально сечению глубоконеупругого рассеяния составляющей на адроне B , а коэффициент пропорциональности является квадратом форм-фактора адрона A .

Рассмотрим (23), не предполагая локальность взаимодействия составляющей частицы A с адроном B . Учитывая достаточно быстрый характер падения волновых функций $\Phi^{(l)}(x, p_\perp)$ (23) с ростом поперечных относительных импульсов, можно увидеть, что в интегрировании по $p_{i\perp}$ существенны лишь области 1) $p_{i\perp} \sim 0$ и 2) $p_{i\perp} \sim (1-x)\Delta_\perp$.

В этих областях амплитуда T_{iB} (23) имеет вид:

$$\left. \begin{array}{l} 1) T_{iB}(x_i C; p_1 \dots p_n; x_i C - \Delta; B), p_i = x_i C, q_i = x_i C - \Delta; \\ 2) T_{iB}(x_i A + \Delta; p_1 \dots p_n; x_i A; B), p_i = x_i A + \Delta, q_i = x_i A \end{array} \right\} \quad (32)$$

соответственно. В режиме больших энергий и передач импульса

$$s \rightarrow \infty, t/s \rightarrow \text{const}, u/s \rightarrow \text{const}; \quad s = (A+B)^2, t = (C-A)^2, u = (C-B)^2$$

значения лоренц-инвариантных комбинаций[†]

$$s' = (q_i + B)^2, \quad t' = (p_i - q_i)^2, \quad u' = (q_i - B)^2 \quad (33)$$

в обеих областях совпадают.

Используем сейчас для амплитуды T_{iB} приближение парных взаимодействий (14). Тогда зависимость амплитуды T_{iB} от переменных $(p_1 \dots p_n)$ выделяется и с учетом (33) для инклюзивного сечения получаем

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^2p|E} = \frac{1}{8\pi^2} \int dy \rho_B^b(y) \delta(ys + yu + t) \times \\ \times \left| \sum_{li} \int \frac{dx}{x} S_i^{(l)}(x, (1-x)\Delta_\perp) T_{iB}^{(2)}(xys, xyu, t) \right|^2. \quad (34)$$

Формула (34) учитывает продольное движение составляющих внутри адрона A . В статическом пределе $\sum_i S(x, (1-x)\Delta_\perp) \approx$

$\approx \delta(x - x_0) F_A(\Delta_\perp)$ она переходит в (31):

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3p|E} = \sum_{a,b} \frac{F_{AC}^2(\Delta_\perp)}{x_0^2} \frac{2s}{\pi} \int dy \rho_B^b(y) \frac{d\sigma^{ab}}{dt'}(s'', t') \delta(s' + t' + u')$$

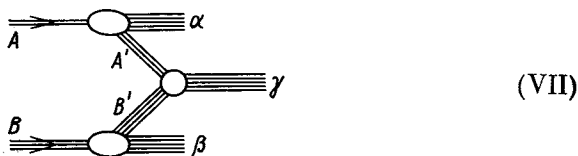
при $s'' = x_0^0 y s$, $s' = y s$;

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3p|E} = \sum F_A^2(t) \frac{d\sigma^{aB \rightarrow a+x}}{d^3p|E}(s', t', u') \quad \text{при } A = C. \quad (35)$$

Формула (35) соответствует учету структуры налетающего лидирующего адрона. В случае рассеяния точечной лидирующей частицы $lB \rightarrow l + x$, $F_l(t) = 1$ и формула (35) переходит в (19).

4. ОБРАЗОВАНИЕ СИСТЕМ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ (МЕХАНИЗМ «ПУЧКОВ»)

Рассмотрим снова амплитуду рассеяния (3). В разд. 1 была исследована эта величина, когда оператор перехода M брался в приближении парных взаимодействий. Изучим сейчас возможность, когда оператор перехода учитывает взаимодействие между некоторой системой составляющих частиц адронов A и B . Схематически этот процесс представим в виде



Для определенности будем считать, что волновая функция адрона A содержит $(\alpha + l)$ составляющих, $B - (\beta + l')$ — соответственно и $\gamma = l + l'$.

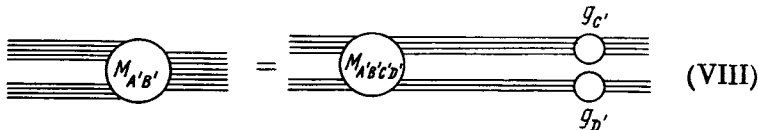
В этом приближении амплитуда рассеяния примет вид:

$$\begin{aligned} & iT(p_1 \dots p_\alpha, k_1 \dots k_\gamma, q_1 \dots q_\beta; AB) = \\ & = [2(2\pi)^3]^{\alpha+\beta+\gamma-1} \prod_1^\alpha \left(\frac{p_i^+}{A^+} \right) \prod_1^\beta \left(\frac{q_i^+}{B^+} \right) \times \\ & \quad \times M_{A'B'}(k_1 \dots k_\gamma; k'_1 \dots k'_\gamma) \prod_1^{l-1} d^2k'_{i\perp} dx'_i \prod_{l+1}^{\gamma-1} d^2k'_{i\perp} dx'_i \times \\ & \quad \times \Phi_B^{(\beta+l')} (q_1 \dots q_\beta, k'_{l+1}, \dots k'_\gamma) \Phi_A^{(\alpha+l)} (p_1 \dots p_\alpha, k'_1 \dots k'_l), \quad (36) \end{aligned}$$

где

$$x'_i = \begin{cases} k'_i / A^+, & i = 1, \dots, l; \\ k'_i / B^+, & i = l+1, \dots, \gamma; \end{cases}$$

$M_{A'B'}$ — оператор перехода двух взаимодействующих подсистем $A'B'$ в $\gamma = l + l'$ составляющих частиц. Пользуясь связью между различными операторами перехода, свяжем оператор $M_{A'B'}$ с оператором перехода $M_{A'B' \rightarrow C'D'}$, соответствующим неупругому «двухчастичному» рассеянию



Здесь, $g_{C'}$ ($g_{D'}$) — функция Грина подсистем частиц C' (D').

Из спектральных представлений для функций Грина $g_{C'}$ и $g_{D'}$, ограничиваясь приближением «одночастичных» вкладов, оператор $M_{A'B'}$ можно представить в факторизованном виде

$$M_{A'B'}(k_1 \dots k_\gamma; k'_1 \dots k'_\gamma) \sim [2(2\pi)^3]^{\gamma-2} \prod_1^\delta \left(\frac{k_i^+}{C^+}\right) \prod_{\delta+1}^\gamma \left(\frac{k_i^+}{D^+}\right) \times \\ \times \Phi_{C'}(\underline{k}_1 \dots \underline{k}_{\delta-1}) \Phi_{D'}(\underline{k}_{\delta+1} \dots \underline{k}_\gamma) \int \Phi_{C'}(\underline{k}''_1 \dots \underline{k}''_\delta) \Phi_{D'}(\underline{k}''_{\delta+1} \dots \underline{k}''_\gamma) \times \\ \times \prod_1^{\delta-1} d^2k''_{i\perp} dx''_i \prod_{\delta+1}^{\gamma-1} d^2k''_{i\perp} dx''_i M_{A'B'C'D'}(\underline{k}''_1 \dots \underline{k}''_\gamma; \underline{k}'_1 \dots \underline{k}'_\gamma), \quad (37)$$

где

$$x''_i = \begin{cases} k_i^{+''}/C^+, & i = 1, \dots, \delta; \\ k_i^{+''}/D^+, & i = \delta + 1, \dots, \gamma. \end{cases}$$

Отметим, что рассматриваемое приближение соответствует учету полюсного вклада в спектральном представлении для функций Грина состояний $A'B'C'D'$ и выключенного взаимодействия с подсистемой составляющих ($A - A'$) и ($B - B'$). В этом же приближении к. п.-волновые функции Φ_A и Φ_B можно представить в виде

$$\Phi_A^{(\alpha+l)}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha, \underline{k}'_1 \dots \underline{k}'_l) \sim A^+/A'^{l-1} \times \\ \times \Phi_A^{A'}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha) \Phi_{A'}^{(l)}(k'_1 \dots k'_l), \quad (38)$$

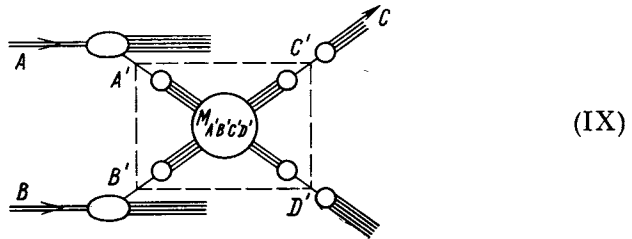
где $\Phi_A^{(l)}(k'_1 \dots k'_l)$ — обычная к. п. l -частичная волновая функция состояния A' . Величина $\Phi_A^{A'}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha)$ определена следующим образом:

$$\Phi_A^{A'}(\underline{p}'_1 \dots \underline{p}'_\alpha) \delta\left(A - A' - \sum_1^l \underline{p}_i\right) = \\ = \int \prod_{j=1}^\alpha dx_j \exp\left[i \sum_{j=1}^\alpha p_j x_j\right] \langle A' | \psi_1(x_1) \dots \psi_\alpha(x_\alpha) | A \rangle. \quad (39)$$

Из определения (39) видно, что $\Phi_A^{A'}$ представляет собой одновременно «вершинную» функцию. В приложении 2 показано, что эти функции удовлетворяют к. п.-уравнению для волновой функции. В принятом приближении условие нормировки $\Phi_A^{A'}$ имеет вид

$$\sum_{A'} \int |\Phi_A^{A'}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha)|^2 \delta(P_A - P_{A'}) - \sum_1^\alpha p_i) dP_{A'} \prod_{1;}^\alpha dp_i = 1. \quad (40)$$

Схематически сделанные приближения можно представить в виде



Соответствующее выражение для амплитуды рассеяния (32) примет вид

$$\begin{aligned} & iT_{AB}(p_1 \dots p_\alpha, k_1 \dots k_\gamma, q_1 \dots q_\beta) = \\ & = [2(2\pi)^3]^{\alpha+\beta+\gamma-1} [2(2\pi)^3]^{\gamma-2} \prod_1^\delta \left(\frac{k_i^+}{C'^+}\right) \prod_{\delta+1}^\gamma \left(\frac{k_i^+}{D'^+}\right) \times \\ & \quad \times \Phi_{C'}(\underline{k}_1 \dots \underline{k}_\delta) \Phi_{D'}(\underline{k}_{\delta+1} \dots \underline{k}_\gamma) \times \\ & \quad \times \left\{ \int \bar{\Phi}_{C'}(\underline{k}'_1 \dots \underline{k}'_\delta) \Phi_{D'}(\underline{k}'_{\delta+1} \dots \underline{k}'_\gamma) \times \right. \\ & \quad \times \prod_1^{\delta-1} d^2 k'_{i\perp} dx'_i M_{A'B'C'D'}(\underline{k}'_1 \dots \underline{k}'_\gamma, \underline{k}'_i \dots \underline{k}'_\gamma) \times \\ & \quad \times \prod_1^{l-1} d^2 k'_{i\perp} dx'_i \prod_{l \neq 1}^{\gamma-1} d^2 k'_{i\perp} dx'_i \Phi_A^{(l)}(\underline{k}'_1 \dots \underline{k}'_l) \Phi_B^{(\gamma-l)}(\underline{k}'_{l+1} \dots \underline{k}'_\gamma) \left. \right\} \times \\ & \quad \times \Phi_A^{A'}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha) \Phi_B^{B'}(q_1 \dots q_\beta) \prod_1^\alpha (p_i^+/A^+) \prod_1^\beta (q_i^+/B^+) \quad (41) \end{aligned}$$

и $x'_i = \begin{cases} k_i^+/A'^+, & i=1, \dots, l \text{ в отличие от (36);} \\ k_i^+/B'^+, & i=l+1, \dots, \gamma. \end{cases}$

Согласно смыслу оператора $M_{A'B'C'D'}$ выражение в фигурных скобках (41) заменим на амплитуду рассеяния процесса $A'B' \rightarrow C'D'$:

$$\begin{aligned}
 T_{AB}(p_1 \dots p_\alpha, k_1 \dots k_\gamma, q_1 \dots q_\beta) = & \\
 = [2(2\pi)^3]^{\alpha+\gamma+\beta-2} \prod_1^\delta \left(\frac{k_i^+}{c'^+} \right) \prod_{\delta+1}^\gamma \left(\frac{k_i^+}{D'^+} \right) \times & \\
 \times \Phi_{C'}^{(\delta)}(\underline{k}_1 \dots \underline{k}_\delta) \Phi_{D'}^{(\gamma-\delta)}(\underline{k}_{\delta+1} \dots \underline{k}_\gamma) T_{(C'D'; A B')}^{r(2)\gamma} \times & \\
 \times \prod_1^\alpha \left(\frac{p_i^+}{A^+} \right) \prod_1^\beta \left(\frac{q_i^+}{B^+} \right) \Phi_{A'}^{A'}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_\alpha) \Phi_{B'}^{B'}(\underline{q}_1 \dots \underline{q}_\beta). & \quad (42)
 \end{aligned}$$

Сравним между собой приближение парных взаимодействий для оператора перехода, которое приводит к механизму рождения составляющих (III), и механизм (IX), соответствующий амплитуде (42).

В первом случае инклюзивное сечение выражается через амплитуду упругого рассеяния составляющих кварков, во втором — через амплитуды рассеяния (42) физических состояний $A'B'C'D'$, которые, в частности, могут быть и кварковыми состояниями. Этот механизм, учитывающий эффекты неупругого взаимодействия в промежуточном состоянии, а также распады состояний $C'D'$, соответствует механизму образования «пучков». Состояния $C'D'$ характеризуют пучки. Составляя сечение инклюзивного процесса с выделенной составляющей c (адроном C), получаем

$$\begin{aligned}
 \frac{d\sigma^{AB \rightarrow c(C)}}{d^3k | E} = \frac{1}{4(2\pi)^2 s} \sum_{A'B'C'} \sum_{C(c)} \int (C^+xy)^{-1} \rho_{A'}^{A'}(p_\perp - xA_\perp, x; \alpha) \times & \\
 \times \rho_B^{B'}(q_\perp - yB_\perp, y; \beta) Z \rho_{C'}^{c(C)}(k_\perp - zC_\perp; \gamma) d^2p_\perp d^2q_\perp dx dy \frac{dk}{k^+} \times & \\
 \times |T_{A'B'C'D'}^{r(2)\gamma}|^2 \delta \left(\frac{A^2 - \alpha}{A^+} + \frac{B^2 - \beta}{B^+} + \frac{C^2 - \gamma}{C^+} + \frac{1}{k^+} \times \right. & \\
 \left. \times (s' + t' + u' - c^2 - k^2 - A'^2 - B'^2) \right) d\alpha d\beta d\gamma; & \quad (43)
 \end{aligned}$$

здесь $s' = xys$; $t' = xt/z$; $u' = yu/z$. Знак суммы по $A'B'C'$ подразумевает суммирование по всем возможным промежуточным состояниям $A'B'C'$.

Пренебрегая конечными слагаемыми в аргументе δ -функции по сравнению с $(s' + t' + u')$ в пределе высоких энергий и передачу импульса $s \rightarrow \infty$, $t/s \rightarrow \text{const}$, $u/s \rightarrow \text{const}$ и учитывая ограниченность поперечных составляющих в распределениях $\rho(x)$, полу-

чаем

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow c(C)}}{d^3k | E} = \frac{s}{\pi} \int xyz^{-2} \rho_A^{A'}(x) \rho_B^{B'}(y) \rho_C^{c(C)}(z) \times \\ \times \frac{d\sigma}{dt}(s', t', u') \delta(s' + t' + u') dx dy dz. \quad (44)$$

Таким образом, инклюзивное сечение адрона C (40) выражается через дифференциальное сечение упругого рассеяния физических частиц $\frac{d\sigma}{dt'}$ и функции $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ и ρ_C^C . Подчеркнем, что эти функции отличаются от соответствующих структурных функций ρ_A^a , ρ_B^b , ρ_C^c , которые являются одночастичными распределениями составляющих частиц.

В том случае, когда состояния $A'B'C'D'$ являются, в частности, кварковыми состояниями, соответствующие величины $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$ переходят в структурные функции ρ_A^a , ρ_B^b , а $\frac{d\sigma}{dt'}$ — в дифференциальные сечения упругого рассеяния кварков. Тогда, учитывая (21), на основе (40) получаем

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3k | E} = \int z^{-2} dz \frac{d\tilde{\sigma}^{AB \rightarrow C}}{d^3k' | E'} \rho_C^C(z), \quad (45)$$

где $d\sigma^{AB \rightarrow c} / d^3k' | E'$ — инклюзивное сечение составляющих, которое определяется выражением (21). В данном случае инклюзивное сечение адрона выражается через инклюзивное сечение составляющей частицы и структурную функцию конечного адрона.

Итак, допуская существование кварковых состояний, взаимодействие адронов в инклюзивных процессах можно описать структурными функциями глубокоэластичных лептон-адронных процессов. Подобное свойство универсальности функций $\rho(x)$, которое приводит к эффективной локальности взаимодействия адронов, было отмечено в работе [16].

Используя амплитуду (42), вычислим двухчастичные инклюзивные распределения адронов C , D . Пучки $C' = J_1$ и $D' = J_2$ летят в противоположных направлениях. Учитывая малость разброса поперечных импульсов к.п.-волновых функций, характеризующих состояния $C'D'$ (пучков), можно определить два различных двухчастичных инклюзивных распределения: когда инклюзивные адроны (CD) летят в противоположных направлениях, возникающие из разных пучков J_1 и J_2 или когда адроны (C_1C_2) летят в одинаковом направлении и, следовательно, они образуются из одного пучка.

В первом случае двухчастичное инклюзивное распределение адронов из пучков $C' = J_1$ и $D' = J_2$ принимает вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C+D+x}}{d^3k_1 |k_{10} d^3k_2 |k_{20}} = \frac{s}{2\pi} \sum_{A'B'C'D'} \int \delta^{(4)} \left(xA + yB - \frac{1}{z_1} k_1 - \frac{1}{z_2} k_2 \right) \times \\ \times x dx y dy (z_1 z_2)^{-2} dz_1 dz_2 \rho_A^{A'}(x) \rho_B^{B'}(y) \frac{d\tilde{\sigma}(s', t')}{dt'} \rho_C^C(z_1) \rho_D^D(z_2), \quad (46)$$

где $s' = xys$; $t' = xt/z_1, \dots$ С другой стороны, учитывая (21) для инклюзивного спектра образования двух составляющих, можно выразить (46) в следующем виде:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CD+x}}{d^3k_1 |k_{10} d^3k_2 |k_{20}} = \int \frac{d\tilde{\sigma}^{AB \rightarrow CD+x}}{d^3k'_1 |k'_{10} d^3k'_2 |k'_{20}} \rho_C^C(z_1) \rho_D^D(z_2) \frac{dz_1 dz_2}{z_1^2 z_2^2}. \quad (47)$$

Второму случаю, т. е. процессу образования двух адронов в одном направлении ($C_1 C_2$), будет соответствовать следующее двухчастичное инклюзивное сечение:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C_1 C_2+x}}{d^3k_1 |k_{10} d^3k_2 |k_{20}} = \frac{(2\pi)^{-2}}{s} \int \delta(s' + t' + u') d\underline{A}' d\underline{B}' d\underline{C}' \times \\ \times (A'^+ B'^+ C'^+) \frac{k_1^+}{c'^+} \frac{k_2^+}{c'^+} |T_{A'B'C'D'}^{(2)}|^2 \rho_A(\underline{A}') \rho_B(\underline{B}') \rho_C^C(\underline{k}_1 \underline{k}_2), \quad (48)$$

где двухчастичное распределение конечных адронов $C_1 C_2$

$$\rho_{C_1 C_2}^C(\underline{k}_1 \underline{k}_2) = \sum_l [2(2\pi)^3]^{l-1} \int |\Phi_{C'}(\underline{k}_1 \underline{k}_2 \dots \underline{k}_l)|^2 (z_1 z_2 \dots z_l) \times \\ \times \delta \left(\sum_1^l k_{\perp i} - C \right) \delta \left(\sum_1^l z_i - 1 \right) \prod_3^l d^2 k_{\perp i} dz_i. \quad (49)$$

С учетом трансформационных свойств к.п.-волновых функций на нуль-плоскости двухчастичное распределение является функцией следующих комбинаций импульсов \underline{K}_1 и \underline{K}_2 :

$$\left. \begin{aligned} \rho_{C'}(\underline{K}_1 \underline{K}_2) &= f \left(\frac{k_{1\perp}}{z_1} - \frac{k_{2\perp}}{z_2}, k_{1\perp} + k_{2\perp} - (z_1 + z_2) C_{\perp}; z_1, z_2 \right); \\ \rho_{C'}(z_2 k_{1\perp} - z_1 k_{2\perp}; z_1, z_2) &= \int d^{(2)} C_{\perp} \rho_{C'}(\underline{k}_1 \underline{k}_2), \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

где $|k_{1,2}^+ / C'^+ = z_{1,2}$; $z_1/z_2 = k_1^+/k_2^+ = \gamma$. С учетом (50) сечение (48) можно записать в виде

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C_1 C_2+x}}{d^2k_1 |k_{10} d^3k_2 |k_{20}} = \frac{s}{\eta} \int \delta(s' + t' + u') x d'x y dy \frac{z_1 z_2 dz}{z} \times \\ \times \frac{d\tilde{\sigma}}{dt'}(s', t', u') \rho_A^{A'}(x) \rho_B^{B'}(y) \rho_{C_1 C_2}^C(z_2 k_{1\perp} - z_1 k_{2\perp}; z_1 z_2) \quad (51) \\ (s' = xys, t' = xt/z, u' = yu/z, z = z_1 + z_2)$$

или с учетом инклюзивного одночастичного сечения образования составляющих (24) переписать в виде:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C_1 C_2 + x}}{d^3 k_1 | k_{10} d^3 k_2 | k_{20}} = \int \frac{d\sigma^{AB \rightarrow C + x}}{d^3 k | k'_0} \rho^{C_1 C_2}(z_1, z_2) z_1 z_2 \bar{z}' dz. \quad (52)$$

Итак, в определении инклюзивных сечений адронов (45) — (47) (52) существенную роль играют структурные функции $\rho^C(z)$, $\rho^{C_1 C_2}(z, z_2)$. Согласно сделанным приближениям, они удовлетворяют следующим условиям нормировки:

$$\int_0^1 \rho^C(z) z dz = 1, \quad \int \rho^{C_1 C_2}(k_\perp; z_1 z_2) d^2 k_\perp dz_1 dz_2 = 1 \quad (53)$$

и правилам сумм

$$\sum_j \int dx \rho^C(x) Q_j = Q; \quad \sum_j \int \rho^C(x) dx = \bar{n}. \quad (54)$$

Подчеркнем, что благодаря трансформационным свойствам к. п.-волновых функций на нуль-плоскости (см. приложение 2) величины $\rho^C(z)$, $\rho^B(x)$, $\rho^{C_1 C_2}(z_1, z_2)$ зависят только от автомодельных безразмерных комбинаций аргументов $x = p_b/B^+$, $z = k_c/C^+$.

Таким образом, корреляционный характер сечений (47), (48) легко установить, рассматривая сечения полуинклюзивных реакций типа $AB \rightarrow C(p_\perp) + (n-1)_{\text{з. ч.}} + x_0$, $AB \rightarrow C(k_{1\perp}) + D(k_{2\perp}) + (n-2)_{\text{з. ч.}} + x'_0$. В частности, функцию $\rho^C(z)$ можно связать с так называемой ассоциативной средней множественностью следующим соотношением:

$$\begin{aligned} n(p_\perp) &= \frac{\sum_{n=2}^N (n-1) (d\sigma^{(n)}/d^2 p_\perp^C)(AB \rightarrow c + (n-1) + x_0)}{(d\sigma/d^2 p_\perp^C)(AB \rightarrow c + x)} = \\ &= \frac{\int d^3 k_2/k_{20} d\sigma^{AB \rightarrow CD+x}/(d^3 k_1 | k_{10} d^3 k_2 | k_{20})}{d\sigma^{AB \rightarrow c}/d^3 k_1 | k_{10}} - 1, \end{aligned} \quad (55)$$

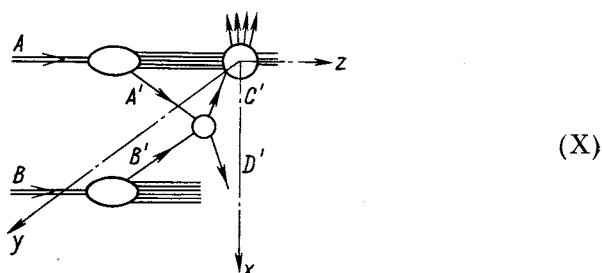
где

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow CD+x}}{d^3 k_1 | k_{10} d^3 k_2 | k_{20}} = \sum_{n=3}^N \frac{d\sigma^{(n)}}{d^3 k_1 | k_{10} d^3 k_2 | k_{20}} (AB \rightarrow C + D + (n-2) + x_0)$$

и в зависимости от направлений вылета адронов C , D (J_1 , J_2) определяет ассоциативные средние множественности в сопутствующих и противоположных (направлению инклюзивно выделенной частицы C) полусферах.

Рассмотрим взаимодействие пучков частиц в процессе инклюзивного образования адронов с большим p_\perp . Формулы (47), (48) и (52),

определяющие инклюзивные сечения образования адронов с большими поперечными импульсами в механизме пучков, получены в предположении отсутствия взаимодействия между частицами конечного состояния. Учтем сейчас возможность взаимодействия пучка частиц, образованного с большим поперечным импульсом. Этот учет в предлагаемом подходе сводится к задаче о взаимодействии быстрой частицы (системы частиц) с составной системой в приближении малых переданных импульсов. Под быстрой частицей будем понимать состояние C' (D'), образованное с большим p_{\perp} в системе отсчета, повернутой относительно направления падающего адрона A на угол 90° :



(X)

Рассмотрим сначала случай взаимодействия быстрой частицы с системой $n = 2$ составляющих. При использовании решения уравнения для операторов перехода $M_{\beta\alpha}$ в эйкональном приближении ($s \gg m^2$, t — фикс.) [12] в переменных «светового фронта» $t = (p_3 - q_3)^2 = -s(x_3 - y_3)^2 - q_{3\perp}^2$, $s = m_3^2/x_3 + M^2/(1-x_3) = m_3^2/y_3 + (M^2 + q_{3\perp}^2)/(1-y_3)$, выражение для амплитуды рассеяния ($\beta = \alpha = 3$) принимает вид

$$T_{33}(s, \Delta) = \int_0^1 \{S(x, (1-x)\Delta_{\perp}) x dx t_{13}(s_{13}, \Delta_{\perp}) + S(x, x\Delta_{\perp}) t_{23}(s_{23}, x)(1-x) dx\} + \frac{i}{16\pi^2 q \sqrt{s}} \int S(k_{\perp}, x) d^2 k_{\perp} dx t_{31}(s_{31}, (1-x)\Delta_{\perp} + k_{\perp}) \times t_{32}(s_{32}, x\Delta_{\perp} - k_{\perp}), \quad (56)$$

где $S(k_{\perp}, x) = (1-x_3)^2 P_2^2 \int d^2 p_{\perp} \bar{\Psi}^{(2)}(p_{\perp}, x) \Psi^{(2)}(p_{\perp} + k_{\perp}, x)$; $s_{13} \approx xs$; $s_{23} \approx (1-x)s$; $S(k_{\perp}, x)$ — форм-фактор связанного состояния (26). Отметим, что (56) содержит в явном виде зависимость от продольного движения $x = p^+/P^+$ составляющих 1, 2 внутри составной системы (статическому пределу соответствует переход $x_i \rightarrow \mu_i$, $\mu_i = m_i/\sum_i m_i$).

В представлении прицельного параметра (56) запишется в следующем виде:

$$T_{33}^{(2)}(\Delta_{\perp}, x) = \int d^2 b d^2 b_{12} dx \exp(i\mathbf{b}\Delta_{\perp}) |\Psi^{(2)}(\mathbf{b}_{12}, x)|^2 \times \\ \times t_1(\mathbf{b} + x\mathbf{b}_{12}) t_2(\mathbf{b} - (1-x)\mathbf{b}_n), \quad (57)$$

где $t_i(\mathbf{b})$, $i = 1, 2$ — двухчастичные амплитуды рассеяния составляющих; $\mathbf{b} = (1-x)\mathbf{b}_1 + x\mathbf{b}_2$; $\mathbf{b}_{12} = \mathbf{b}_2 - \mathbf{b}_1$; \mathbf{b}_1 и \mathbf{b}_2 — индивидуальные прицельные параметры, соответствующие взаимодействию частицы 3 с составляющими 1, 2.

Аналогично в случае развала $\beta = 0$, $\alpha = 3$ для амплитуды $T_{2 \rightarrow n+1}$ ($n=2$) в эйкональном приближении получим

$$T_{03}(x, p_{2\perp}, \Delta_{\perp}) = \\ = \int d^2 b d^2 b_{12} \exp(i\mathbf{b}\Delta_{\perp} + i\mathbf{p}_{2\perp}\mathbf{b}_{12}) \Psi^{(2)}(\mathbf{b}_{12}, x) \times \\ \times t_1(\mathbf{b} + x\mathbf{b}_{12}) t_2(\mathbf{b} - (1-x)\mathbf{b}_{12}). \quad (58)$$

Подчеркнем, что результаты (57) и (58) получены на основе релятивистских к. п.-уравнений [12], т. е. не возникает необходимости их постулировать [17], исходя из нерелятивистских аналогий и соответствия $\mu \leftrightarrow x$ в системе $p_z \rightarrow \infty$.

Остановимся коротко на рассмотрении процесса взаимодействия быстрой частицы с произвольной составной системой в рамках эйконального подхода. Пусть в начальном состоянии имеются две частицы, одна из которых (мишень) образует составную систему n -составляющих [например, состояние $A - A'$ в (VII)]. Вычислим вклад многократного взаимодействия в инклюзивную одночастичную функцию распределения конечных частиц. В случае $n = 2$ такими распределениями будут $d\sigma/dx d\Delta^2$ и $d\sigma/dx' dp_{\perp}^2$ соответственно. По определению (2)

$$\left. \begin{aligned} d\sigma/dx d\Delta^2 &= \sum_n d\sigma^{(n)}/dx d\Delta^2; \\ \frac{d\sigma^{(n)}}{dx d\Delta^2} &= CF^{-1} \int \prod_1^3 \frac{d^3 p_i}{2p_{0i}} \delta\left(Q - \sum_1^3 p_i\right) \delta\left(\Delta^2 - (p_3 - q_3)^2\right) \times \\ &\times \delta\left(x - \frac{p_{1z}}{p_{1z} + p_{2z}}\right) |T_{2 \rightarrow n}^{\text{эйк}}|^2, \end{aligned} \right\} \quad (59)$$

где $T_{2 \rightarrow 3}^{\text{эйк}}$ определяется вкладом двукратного взаимодействия.

Необходимо подчеркнуть, что учет продольного движения внутри составной системы позволяет рассматривать любые конфигурации по функциям продольного импульса составляющих и тем самым учитывать эффекты корреляции продольного и попереч-

ного движения. Подставляя (58) в (59), получаем

$$\frac{d\sigma^{(n=2)}}{dx d\Delta^2} = c \int d^2b d^2b' \exp [i\Delta_{\perp} (\mathbf{b} - \mathbf{b}')] \int d^2b_{12} |\Psi^{(2)}(\mathbf{b}_{12}, x)|^2 \times \\ \times t_1^*(\mathbf{b}' + x\mathbf{b}_{12}) t_2^*(\mathbf{b}' - (1-x)\mathbf{b}_{12}) t_1(\mathbf{b} + x\mathbf{b}_{12}) t_2(\mathbf{b} - (1-x)\mathbf{b}_{12}), \quad (60)$$

где $t_i(\mathbf{b}, x) = t_{3i}$ — двухчастичные амплитуды, определенные в (58), а $\Psi^{(2)}(\mathbf{b}, x)$ — фурье-образ к. п.-волновой функции двух частиц. Из (60) легко видеть, что распределение по квадрату переданного импульса существенно определяется перерасеяниями налетающей частицы с составной системой.

С другой стороны, распределение по относительному импульсу двух частиц, составляющих систему

$$\frac{d\sigma^{(n=2)}}{dx dp_{\perp}^2} = \bar{F}' \int \prod_1^3 \frac{d^3p_i}{2p_{0i}} \delta^{(4)} \left(Q - \sum_1^3 p_i \right) \delta(p_{\perp}^2 - (\mu_2 \mathbf{p}_1 - \mu_1 \mathbf{p}_3)_{\perp}^2) \times \\ \times \delta \left(x - \frac{p_{1z}}{p_{1z} + p_{2z}} \right) |T_{2 \rightarrow 3}^{\text{эйк}}|^2 = c' \int d^2b_{12} d^2b'_{12} \Psi^{*(2)}(\mathbf{b}'_{12}, x) \times \\ \times \Psi^{(2)}(\mathbf{b}_{12}, x) \exp [i\mathbf{p}_{\perp} (\mathbf{b}_{12} - \mathbf{b}'_{12})] \int d^2b t_1^*(\mathbf{b} + x\mathbf{b}'_{12}) t_2^*(\mathbf{b} - \\ - (1-x)\mathbf{b}'_{12}) t_1(\mathbf{b} + x\mathbf{b}_{12}) t_2(\mathbf{b} - (1-x)\mathbf{b}_{12}), \quad (61)$$

существенным образом зависит от характера волновой функции.

Выпишем вклад многократного перерасеяния для случая произвольного числа составляющих в амплитуду перехода $T_{2 \rightarrow n+1}$ (5). Решая (4) для операторов перехода $M_{\alpha\beta}$ в эйкональном приближении, соответствующее выражение $M_p^{\text{эйк}}$ можно представить в виде

$$M_p^{\text{эйк}}(\dots) = \prod_{i=1}^n f^{(2)}(\Delta_i) \prod_{i=1}^{n-1} \delta(\Delta_i \mathbf{A}_i), \quad (62)$$

где $\Delta_i = \mathbf{p}_i - \mathbf{q}_i$; $\sum_1^n \Delta_i = -(\mathbf{A} - \mathbf{B}) = \mathbf{\Delta}$; $\mathbf{A}_i = \mathbf{A}/A^0 - \mathbf{p}_{0i}/p_{i0}$.

Подставляя (62) в определение (4) и учитывая кинематику «светового фронта», получаем для амплитуды перехода $T_{2 \rightarrow n}^{\text{эйк}}$ в представлении прицельного параметра следующее выражение:

$$T_{2 \rightarrow n}^{\text{эйк}}(x_1 \dots x_n, \Delta_{\perp}, p_{1\perp} \dots P(n-1)_{\perp}; s) = \\ = \int d^2b \exp(i\mathbf{b}\Delta) \prod_{i=1}^n \left[\int d^2b_i \exp(i\mathbf{p}_{\perp i} \mathbf{b}_i) f_i(\mathbf{b}_i + \mathbf{b}) \right] \times \\ \times \Psi_B^{(n)}(\dots x_i \mathbf{b}_i \dots) \delta \left(\sum_1^n x_i \mathbf{b}_i \right) \delta \left(\sum_1^n x_i - 1 \right). \quad (63)$$

Амплитуда перехода представляет собой важный инструмент при изучении механизма образования пучков в области больших углов из-за свойств компланарности и малого разброса частиц пучка в поперечном направлении к оси. Причем ввиду экспериментально наблюдаемого роста ассоциативных средних множественностей пучков и зависимости инклюзивных сечений на ядрах от атомного номера A , по-видимому, важны эффекты кратных перерассеяний. В частности, предполагая, что быстрая частица взаимодействует со всеми n составляющими системы AA' , можно получить [18] наблюдаемую растущую зависимость $\bar{n}(\Delta)$ ассоциативной средней множественности (54) и (55).

5. ПРИНЦИП АВТОМОДЕЛЬНОСТИ И ПРАВИЛА КВАРКОВОГО СЧЕТА ИНКЛЮЗИВНЫХ СЕЧЕНИЙ

Используя анализ размерностей и принцип автомодельности для величин, характеризующих взаимодействие составляющих частиц, в работе [3] был получен степенной закон убывания форм-фактора адронов и дифференциальных сечений адрон-адронных взаимодействий при больших переданных импульсах. Степень убывания связана с минимальным числом составляющих адронов. Впоследствии этот метод получил название *правила кваркового счета* (см. также работу [4]).

Перечислим основные результаты правила кваркового счета:

а) электромагнитный форм-фактор адрона A в пределе больших передач импульса имеет асимптотику

$$F_{A,i}(t) \sim 1/t^{n_A-1}; \quad s \sim t \rightarrow \infty, \quad (64)$$

где n_A — минимальное число составляющих адрона A . Числа валентных кварков π -мезона ($n_\pi = 2$) и протона ($n_p = 3$) приводят соответственно к монополярным и дипольным асимптотикам форм-фактора. Применение (64) к дейтону как системе из шести кварков дает закон убывания форм-фактора дейтона t^{-5} при больших переданных импульсах, достаточно хорошо согласующийся с экспериментом [19];

б) дифференциальные сечения эксклюзивных двухчастичных процессов в пределе высоких энергий и больших фиксированных углов рассеяния $s \rightarrow \infty$, $z = \cos \theta_s = 1 + 2t/s = -(1 + 2u/s)$ подчиняются масштабному закону:

$$\frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) = \frac{1}{s^{n_a+n_b+n_c+n_d-2}} F(z). \quad (65)$$

Учет лишь валентных кварков в структуре адрона приводит к следующей энергетической зависимости дифференциальных сечений конкретных процессов:

$$\frac{d\sigma}{dt}(pp \rightarrow pp) \sim \frac{d\sigma}{dt}(p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}) \sim s^{10}$$

(экспериментальные значения $9,7 \pm 0,5$);

$$\frac{d\sigma}{dt} (\pi p \rightarrow \pi p) \sim \frac{d\sigma}{dt} (p\bar{p} \rightarrow \pi\pi) \sim s^{-8}$$

(экспериментальные значения $8,0 \pm 1,0$);

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi p) \sim s^{-7}$$

(экспериментальные значения $7,3 \pm 0,4$);

$$\frac{d\sigma}{dt} (ep \rightarrow ep) \sim \frac{d\sigma}{dt} (\pi\pi \rightarrow \pi\pi) \sim s^{-6}.$$

Правило кваркового счета для инклюзивных процессов обобщено в работе [13]. Предполагая справедливость (65) для сечений упругого рассеяния $\overline{d\sigma}/dt'$ (s' , t'), на основе (44) можно получить степенной закон убывания инклюзивных сечений:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3p/E} \sim p_{\perp}^{-N} F(x_{\perp}, \theta); \quad (66)$$

$$F(x_{\perp}) = \int dx dy z^{-2} dz \rho_A^{A'}(x) \rho_B^{B'}(y) \rho_C^C(z) \delta(s' + t' + u') F(t'/s'), \quad (67)$$

где

$$x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}; \quad 1 - x_{\perp} = M^2/s$$

и степень N связана с числом составляющих состояний

$$A'B'C'D': \quad N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_C + n_{D'}) - 2].$$

Чтобы определить функцию $F(x_{\perp})$, необходимо знать коэффициент \tilde{F} и структурные функции $\rho(x)$. В работе [20] с использованием дополнительного предположения о топологии кварковых диаграмм и с учетом спинов частиц получены угловые зависимости $\tilde{F}_{ab \rightarrow cd}(z)$ для различных процессов.

Для изучения структурных функций $\rho(x)$ используем свойства форм-факторов в области больших переданных импульсов. В самом деле, рассмотрим форм-фактор адрона:

$$F(q_{\perp}^2) = \sum \int_0^1 S(x, (1-x)q_{\perp}) dx;$$

$$S(x, (1-x)q_{\perp}) = \int d^2k_{\perp} \overline{\Phi}'(k_{\perp}, x) \Phi'(x, k_{\perp} + (1-x)q_{\perp}). \quad (68)$$

По определению, величина $S(x, q_{\perp})$ связана со структурной функцией следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} S(x, \mathbf{0}_{\perp}) &= \rho(x) = \sum \int d^2k_{\perp} |\Phi'(k_{\perp}, x)|^2; \\ \sum \int_0^1 S(x, \mathbf{0}_{\perp}) dx &= 1. \end{aligned} \right\} \quad (69)$$

В выражение для форм-фактора (68) при больших переданных импульсах основной вклад вносит функция $S(x, (1-x)q_{\perp})$ вблизи точки $x \approx 1$. Предполагая для форм-фактора справедливость формулы кваркового счета (60), получаем для структурной функции $\rho(x)$ вблизи точки $x \approx 1$ следующее значение [21]:

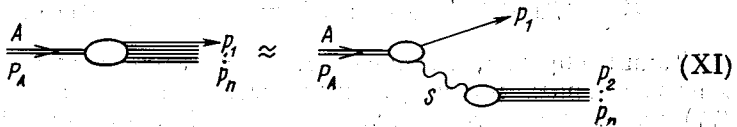
$$\rho_A(x) \sim (1-x)^{2n_A-3}, \quad x \rightarrow 1. \quad (70)$$

Постараемся получить сейчас дополнительную информацию о поведении функции $\rho_A(x)$ и общих свойствах к. п.-волновых функций. Для этого рассмотрим n -частичную к. п.-волновую функцию адрона A и представим ее приближенно так:

$$\Phi_{P_A}^{(n)}(\underline{p}_1 \underline{p}_2 \dots \underline{p}_n) \approx \int ds \Psi_{P_A}^{(as)}(\underline{p}_1, \underline{p}_s; s) \Phi_s^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_n), \quad (71)$$

где $\underline{p}_s = \sum_{i=2}^n \underline{p}_i$ — полный импульс системы $(n-1)$ составляющих; s — собственная энергия этой системы.

Представление (71) соответствует выделению в адроне A промежуточного состояния — остова с массой \sqrt{s} и импульсом \underline{p}_s . Схематически это приближение можно представить в следующем виде:



Величина $\Psi_{P_A}^{(as)}(\underline{p}_1, \underline{p}_s; s)$ имеет смысл вершинной функции адрона A , составленного из частицы $(m_1 p_1)$ и остова $(\sqrt{s}, \sum_2^n \underline{p}_i)$.

Из условия нормировки к. п.-волновых функций для $\Psi_{P_A}^{as}(\underline{p}, \underline{p}; s)$ в приближении (71) имеем

$$2(2\pi)^3 \int |\Psi_{P_A}^{as}(\underline{p}_{\perp}, x)|^2 d^2 p_{\perp} dx f(s) ds = 1, \quad (72)$$

где $f(s)$ — плотность распределения «массы» остова, определяемая из следующего условия:

$$\begin{aligned} & \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-2} \int \Phi_s^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_n) \Phi_{s'}^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_n) \times \\ & \times \delta\left(\sum_{j \neq a}^n p_{j\perp} + p_{a\perp}\right) \delta\left(\sum_{j \neq a} x'_j - 1\right) \prod_{j \neq a} d^2 p_{j\perp} dx'_j = \delta(s - s') + (s). \end{aligned} \quad (73)$$

В этом приближении выражение для структурной функции адрона A

$$\rho_A^a(x) = \sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \int |\Phi_{P_A}^{(n)}(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_n)|^2 \times \\ \times \delta\left(\sum_1^n p_{j\perp}\right) \delta\left(\sum_1^n x_j - 1\right) \prod_1^n d^2 p_{j\perp} x_j dx_j \delta(x_a - x) \quad (74)$$

преобразуется к виду

$$\rho_A^a(x) \approx 2(2\pi)^3 x(1-x) \int |\Psi_{P_A}^{as}(p_\perp, x)|^2 f(s) d^3 p_\perp ds, \quad (75)$$

а формула для форм-фактора адрона (68) переходит в следующую:

$$e_A F_A(t) = \sum_{n,a} e_a \int S_{as}^{(n)}(x, (1-x)\Delta_\perp) dx \quad (76)$$

и

$$\sum_n S_{as}^{(n)}(x, (1-x)\Delta_\perp) = 2(2\pi)^3 x(1-x) \times \\ \times \int d^2 p_\perp ds \Psi_{P_A}^{(a,s)}(x, p_\perp + (1-x)\Delta_\perp) \Psi_{P_A}^{(a,s)}(p_\perp, x) f(s). \quad (77)$$

Таким образом, понятие остова связано с заменой вклада многочастичных промежуточных состояний в выражениях (75)—(77) на эквивалентный вклад одиночной эффективной частицы.

Чтобы изучить пороговое поведение функции $\rho_A^a(x)$, необходимо знать поведение $\Psi_{P_A}^{a,s}(x, p_\perp)$. Согласно (74), $\Psi_{P_A}^{a,s}$ представляют собой двухчастичные волновые функции, удовлетворяющие следующему уравнению (см. приложение 1):

$$\Psi_{P_A}^{(as)}(\underline{p}_1) = \{x(1-x)[P_A^2 - (p_\perp^2 + m_a^2)/x - (s + p_\perp^2)/(1-x)]\}^{-1} \times \\ \times \int V_{ss'}^{\text{эфф}}(\underline{p}_1 \underline{p}') d^2 p'_\perp dx' ds' \Psi_{P_A}^{(s'a)}(\underline{p}') \quad (78)$$

с эффективным квазипотенциалом

$$V_{SS'}^{\text{эфф}}(\underline{p}_1 \underline{p}') = [2!(2\pi)^3]^{n-2} \overline{\Phi}_S^{(n-1)}(\underline{p}_2 \dots \underline{p}_n) \prod_2^{n-1} d^2 p_{i\perp} dx_i \times \\ \times [V^{(2)} - V^{(2\dots n)}](\underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; \underline{p}'_1 \dots \underline{p}'_n) \times \\ \times \prod_2^{n-1} d^2 p'_{i\perp} dx'_i \Phi_S^{(n-1)}(\underline{p}'_2 \dots \underline{p}'_n); \quad (79)$$

$$x_i = p_i^+ / (P - p_1)^+; \quad x'_i = p_i'^+ / (P - p_1')^+, \quad i = 2, \dots, n.$$

Уравнение (78) имеет вид обычных многоканальных уравнений, в которых сумма по каналам включает в себя интегрирование по переменной s , связанное с непрерывностью «массы» остова.

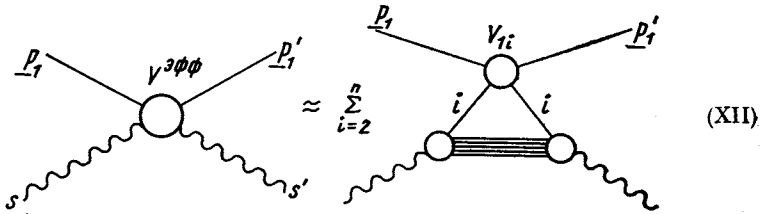
В приближении парных взаимодействий (79) приобретает простой смысл

$$V_{SS'}^{\alpha\phi\phi}(\underline{p}, \underline{p}') = \sum_{i=2}^n \int_0^1 S_{SS'}^{(n-1)i}(x, (1-x)\Delta_{\perp}) \frac{dx}{x} V_{ii'}(xP^2\underline{p}, \underline{p}'), \quad (80)$$

где $S_{SS'}^{(n-1)i}$ — неупругий форм-фактор остова:

$$\begin{aligned} S_{SS'}^{(n-1)i}(x, (1-x)\Delta_{\perp}) = & [2(2\pi)^3]^{n-2} \int \overline{\Phi}_S^{(n-1)}(p_{2\perp} - \\ & - x_2\Delta_{\perp}, x_2; \dots p_{i\perp} + (1-x)\Delta_{\perp}, x_i; \dots p_{n\perp} - x_n\Delta_{\perp}, x_n) \times \\ & \times \Phi_{S'}^{(n-1)}(p_{2\perp}x_2; \dots p_{n\perp}, x_n) \prod_2^n d^2p_{i\perp}x_i dx_i \delta^{(2)}\left(\sum_2^n p_{i\perp}\right) \times \\ & \times \delta\left(\sum_2^n x_i - 1\right) \delta(x_i - x), \end{aligned} \quad (81)$$

или схематически, например, для выделенной частицы 1:



Аналогичным образом можно выделить любую частицу.

Решение (78), приводящее к кварковому счету для больших значений p_{\perp} , имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{P_A}^{(as)}(p_{\perp}, x) & \sim [xL(p_{\perp}, x)]^{-n}; \\ L(p_{\perp}, x) & = M_A^2 - (m_a^2 + p_{\perp}^2)/x - (s + p_{\perp}^2)/(1-x), \end{aligned} \right\} \quad (82)$$

где показатель n определяется минимальным числом составляющих остова, т. е. системы $(\bar{a}A)$.

Таким образом, уравнение (78) позволяет установить степень падения (82), определяемую квазипотенциалом взаимодействия составляющих остова V_{ii} и неупругим форм-фактором (81).

Подставим теперь полученное решение (82) в выражение для структурной функции (75):

$$\rho_A^a(x) \sim \frac{\pi x(1-x)}{1-2n} \int_{\mu^2}^{\infty} ds f(s) (A^2 - m_{\perp}^2/x - s/(1-x) + i\epsilon)^{1-2n}.$$

Легко видеть, что в области значений $x \sim 1$ функция $\rho_A^a(x)$ нечувствительна к виду функции $f(s)$, тогда как в области $x \approx 0$ оказывается существенным поведение $f(s)$ при больших значениях аргумента s .

Предполагая, что функция $f(s)$ связана с полным сечением рассеяния составляющей на адроне, можно выбрать ее в виде $S^{\alpha(0)-1}s \rightarrow \infty$. Тогда для структурной функции $\rho_A(x)$ можно получить следующие пороговые значения:

$$\rho_A^a(x) \sim (1-x)^{2n(\bar{a}A)-1}, \quad x \rightarrow 1; \quad (83)$$

$$\rho_A^a(x) \sim x^{-\alpha}, \quad x \sim 0, \quad (84)$$

где $n(\bar{a}A)$ — минимальное число кварков, которое может образоваться в результате столкновения системы $(\bar{a}A)$. Отметим, что в случае, когда a является валентным кварком адрона A , то $n(\bar{a}A) = n_A - 1$ и соответствующая структурная функция $\rho_A^a(x)$ вносит ведущий вклад в $\rho_A(x) = \sum e_a \rho_A^a(x)$ при $x \rightarrow 1$, определяемый (70).

6. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОБРАЗОВАНИЮ АДРОНОВ С БОЛЬШИМИ ПОПЕРЕЧНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

Одночастичные спектры. В последних экспериментах по рождению частиц с большими p_\perp в адрон-адронных столкновениях при высоких энергиях были обнаружены изменения в поведении сечений по сравнению с их поведением в области малых поперечных импульсов. Перечислим некоторые из характерных особенностей рассматриваемых процессов: медленное падение сечений с ростом p_\perp при фиксированном s , рост сечений с энергией при больших фиксированных поперечных импульсах, появление заметных корреляций между частицами с большим p_\perp и остальными вторичными частицами и т. п. Общая картина поведения этих процессов, полученная на основе анализа экспериментальных данных, определенных на ускорителях ИФВЭ, ЦЕРНа (ISR) и FNAL, приведена в табл. 1.

Первое указание на смену условий при больших p_\perp было получено на ISR [22], где было найдено, что сечения на несколько порядков больше, чем следует из экстраполяции экспоненциальной подгонки инвариантного инклюзивного сечения, определенного для области $p_\perp < 1$ Гэв/с. Эти экспериментальные данные также обнаружили очень сильную зависимость от s при больших p_\perp .

Итак, быстрое $\exp(-ap_\perp)$ падение сечений в области $p_\perp < 1$ Гэв/с сменяется (рис. 1) при больших поперечных импульсах ($p_\perp > 2$ Гэв/с) более умеренным степенным p_\perp^{-n} условием, указывающим на проявление «точечной» структуры адронов. В целом

Таблица 1

Процесс	Малые p_{\perp}	Большие p_{\perp}
s фикс, p_{\perp} растет	Быстрое падение сечений с ростом p_{\perp} : $\sim \exp(-ap_{\perp})$	Умеренное падение с ростом $p_{\perp}: p_{\perp}^{-N}, N = N(x_{\perp})$
p_{\perp} фикс, s растет	Слабая зависимость сечений от s	Рост сечений с ростом s
Соотношение частиц	Среди вторичных частиц доминируют пионы ($\pi/K \approx 10\%$, $\pi^+/\pi^- \approx 1$)	Тяжелые частицы рождаются в сравнительно большем количестве, $\pi^+/\pi^- > 1$ (в pp -столкновениях)
Ассоциативные множественности	Слабая зависимость от p_{\perp} $\langle n(p_{\perp}) \rangle^{\text{tot}} \sim \text{const}$	Рост средней множественности с увеличением p_{\perp} : $\langle n(p_{\perp}) \rangle \sim (P_{\perp}^{\alpha}, \log^{\beta} p_{\perp})$
Корреляции $C^{(2)}(p_{\perp}, q_{\perp})$	Незначительные $C_2(p_{\perp}, q_{\perp}) \leq 0$; $p_{\perp}, q_{\perp} < p_{\perp}^{(0)}$	Большие положительные корреляции между двумя частицами с большими p_{\perp}
Зависимость спектров от массового числа $\frac{d\sigma^A}{d^3p/E} \sim A^m$	$m = 0,7$	$m = 1,1 \div 1,3$
Структура многочастичных событий	Пучки вдоль оси столкновения	Многокомпонентная структура: а) «нормальные» события при эффективной малой энергии $\sqrt{s_{\text{эфф}}} = \sqrt{s - 2p_{\perp}}$; б) пучки на углы $\theta \sim 90^\circ$

экспериментальные данные $AB \rightarrow C(p_{\perp}) + \dots$ при больших p_{\perp} неплохо описываются степенным законом (рис. 2):

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow C}}{d^3p/E} \sim p_{\perp}^{-N} f(x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}, \theta). \quad (85)$$

Данные группы CCR [22] для реакции $pp \rightarrow \pi^0 + \dots$ в интервале углов $\theta \approx 90^\circ$ описываются зависимостью (85) с $N = 8,24$, $f = \exp(-13x_{\perp})$, $2,5 \leq p_{\perp} \leq 9,0$, причем область значений переменной x_{\perp} , доступная в ISR, есть $0,1 < x_{\perp} < 0,4$. Измерения инклюзивных сечений реакции $pN \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$, по данным группы CCR (FNAL) [23], в интервале $0,4 \leq x_{\perp} \leq 0,7$ и при $\theta \approx 90^\circ$ допускают параметризацию S^{-N} , $N \approx 5,7$ (π^+); $5,4$ (π^-) и $f = \exp(-36x_{\perp})$.

Таким образом, приведенные результаты уже показывают, что параметризация (85) удовлетворительно описывает экспери-

ментальные данные по π -мезонам, но с различными значениями параметров N и f в зависимости от p_{\perp} , s и области подгонки, т. е. показатели степенного падения N зависят от интервала переменной $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s}$, для которой они определяются. В частности, данные [23] по $pp \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$ указывают, что ситуация в этом

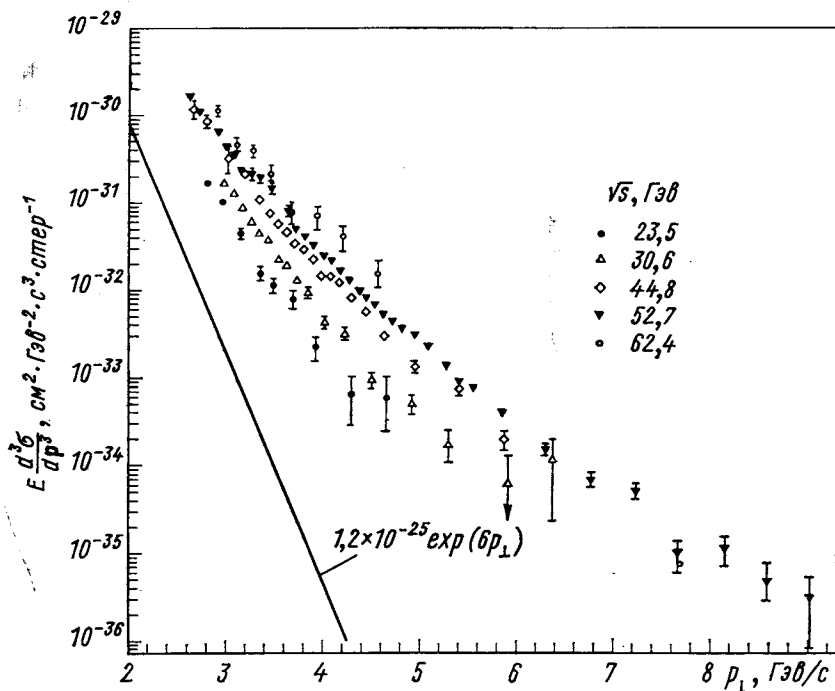


Рис. 1. Зависимость инвариантного сечения для $pp = \pi^0 + X$ от поперечного импульса p_{\perp} (ЦЕРН — Колумбия — Рокфеллер)

вопросе более сложная, чем описание одиночным членом распределения типа (85), ввиду невозможности подогнать все существующие экспериментальные данные. На рис. 3, а показана вариация N как функция x_{\perp} , требующаяся для того, чтобы собрать вместе все данные ISR — FNAL [22, 23] по заряженным π^{\pm} -мезонам.

Аналогичная кривая для реакций $pp \rightarrow P(\bar{p}) + \dots$ [24] представлена на рис. 3, б; кривые для образования K^{\pm} ведут себя подобным образом. Отметим, что недавние измерения при $p_L = 200 \text{ Гэв/с}$ (VCL, VBCC) [25, 26] инклюзивных спектров образования π^0 -мезонов на $\theta \approx 90^\circ$ в $p\bar{p}$ - и pp -столкновениях дали близкие значения сечений (показателя N) этих процессов по величине и форме, однако с 20%-ной точностью они указывают и на

расхождения сечений в области $p_{\perp} > 3,0 \text{ Гэв/с}$ (рис. 4), т. е. на проявление зависимости сечений от природы падающего пучка

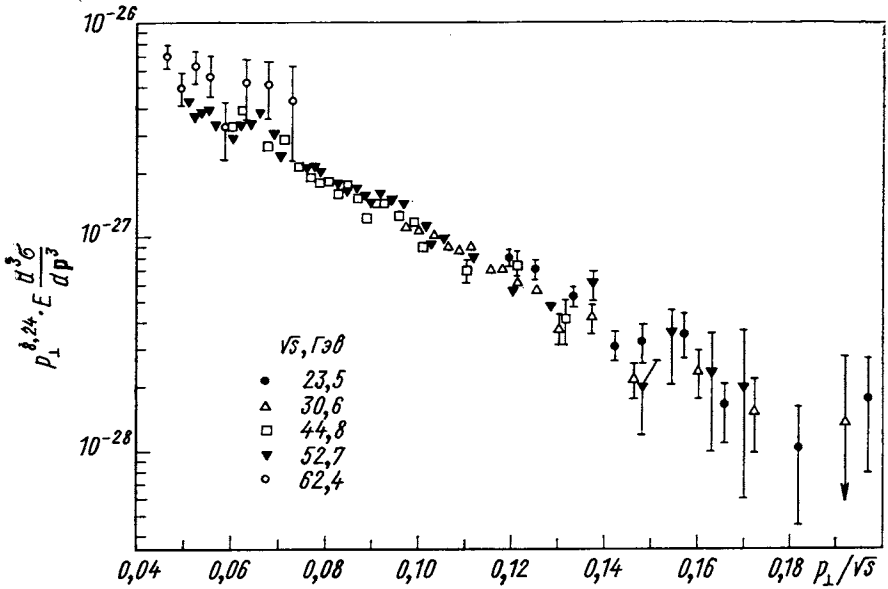


Рис. 2. Масштабное поведение инклюзивного сечения для π^0 при больших d_{\perp}

частиц. В частности, существенно новым является свойство падения отношения $R (pp \rightarrow \pi/\pi p \rightarrow \pi)$ с 1,4 до 0,3 при $p_{\perp} = 1 \div$

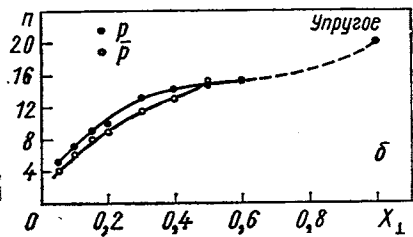
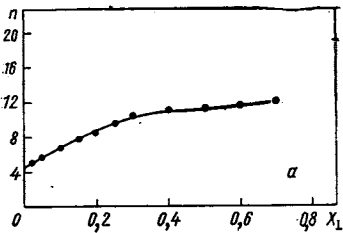


Рис. 3. Вариация показателя степенного убывания N в параметризации

$$E d^3\sigma/dp^3 = p_{\perp}^{-N} f(x_{\perp}) \text{ как функция } x_{\perp}:$$

a - для $pp \rightarrow \pi + X$; b : - $pp \rightarrow p(p) + X$

$\div 4 \text{ Гэв/с}$, т. е. на большие углы. π -Мезоны оказываются более сильным, чем протоны, источником рождения π -мезонов с большими p_{\perp} в противоположность образованию частиц в области малых p_{\perp} .

Так как во многих экспериментах по образованию частиц с большими p_{\perp} используются ядерные мишени, интересно изучить возможность влияния поперечных импульсов на характер эффектов ядерного экранирования. Первый результат группы СР [23] показал, что вариация инвариантного сечения рождения π -мезонов с большими p_{\perp} растет примерно линейно с изменением атомного номера A . Анализ, проведенный в работах [23, 24] по данным

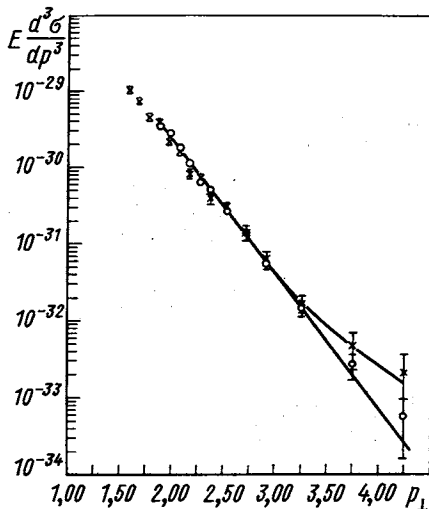


Рис. 4. Сравнительный график одночастичных распределений π^0 -мезонов из pp - и πp -соударений:

— — 200 Гэв/с, $\theta = 90^\circ$; \times — $\pi p \rightarrow \pi^0 X$;
 \circ — $pp \rightarrow \pi^0 X$

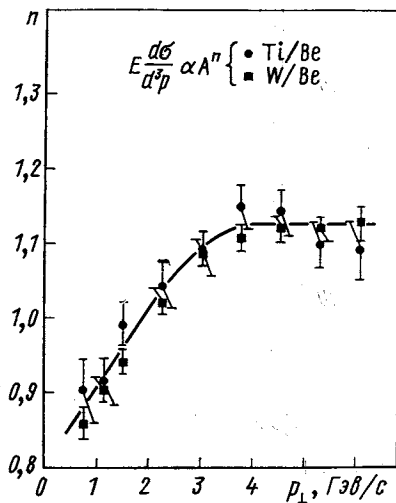


Рис. 5. Зависимость инклюзивных сечений на ядрах от атомной массы A при больших p_{\perp}

о взаимодействии пучка протонов с $p_L = 300$ Гэв/с для трех типов мишеней: Ве, W, Ti, указывает на наблюдаемое ослабление с ростом поперечного импульса, а при $p_{\perp} \geq 2,0$ Гэв/с на почти полное исчезновение эффектов экранирования одночастичных сечений рождения π -мезонов (рис. 5):

$$\frac{d\sigma^A}{d^3p/E} = I(p_{\perp}, A) = I(p_{\perp}, 1) A^{m(p_{\perp})}, \quad m = 0,8 \rightarrow 1,1. \quad (86)$$

Отметим, что подобное изменение зависимости инклюзивных сечений от массового числа может указывать на аналогию реакций рождения частиц с большими поперечными импульсами с процессами кумулятивного образования в ядерных столкновениях, интенсивно изучаемыми в Дубне* [27].

* См. также обзор А. М. Балдина, с. 429.

7. КОРРЕЛЯЦИИ И СТРУКТУРА МНОГЧАСТИЧНЫХ СОБЫТИЙ В СТОЛКНОВЕНИЯХ С БОЛЬШИМИ p_{\perp}

Большинство экспериментов по рождению частиц с большими p_{\perp} — чисто инклюзивные. Они дают информацию лишь о поведении одночастичных распределений вторичных частиц данного вида и мало говорят о том, какой тип столкновений ведет к испусканию частиц с большими поперечными импульсами. Имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные относительно корреляций частиц в области больших углов и p_{\perp} (ISR) [28—32] дали ряд существенно новых эффектов. Не касаясь других деталей, сейчас можно сделать некоторые выводы о структуре многочастичных событий с большими p_{\perp} . Их среднее заселение в фазовом объеме позволяет выделить следующие компоненты (области) [32, 33], отличающиеся друг от друга:

а) компонента со структурой, характерной для столкновений с малыми p_{\perp} при эффективной более низкой энергии $\sqrt{s_{\text{эфф}}} \leq \sqrt{s} - 2p_{\perp}$, — так называемые «нормальные» события;

б) компонента, включающая частицу с большим p_{\perp} и некоторое число частиц под малым углом к ней;

в) компонента с частицами, рожденными в узком конусе, в противоположном направлению выделенной частицы (триггера) с большим p_{\perp} .

В соответствии с данной классификацией приведем некоторые экспериментальные результаты, касающиеся измерения средних характеристик конечных продуктов и двухчастичных корреляций, указывающих на наличие пучков (струй) в столкновениях с большими p_{\perp} . Группой CCR (PSB) [31, 35] изучались распределения заряженных частиц, испускаемых в протон-протонных столкновениях в ассоциации с фотоном с большим поперечным импульсом. Нормированная полная множественность, ассоциированная с фотоном, как функция p_{\perp} для различных энергий (в системе центра масс) приведена на рис. 6. Множественность сначала растет умеренно с увеличением p_{\perp} , причем рост более четко выражен при более высоких энергиях, при p_{\perp} выше 3 Гэв/с распределение

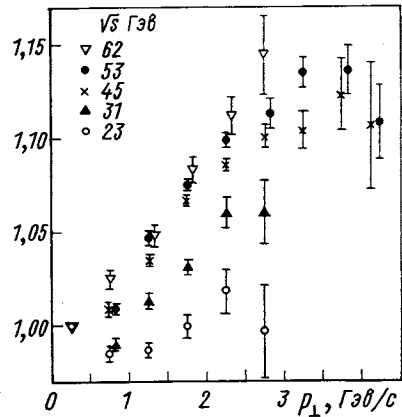


Рис. 6. Зависимость полной средней множественности заряженных частиц при различных \sqrt{s} от поперечного импульса p_{\perp} фотонов, регистрируемых при $\theta = 90^\circ$.

выполаживается. Для того чтобы понять такое поведение с точки зрения ab -компонент, изучалась зависимость множественностей от p_{\perp} , наблюдаемых в двух полусферах: в противоположной вылету наблюдаемого фотона и сопровождающей его движение. Нормированные множественности в этих полусферах как функции p_{\perp}

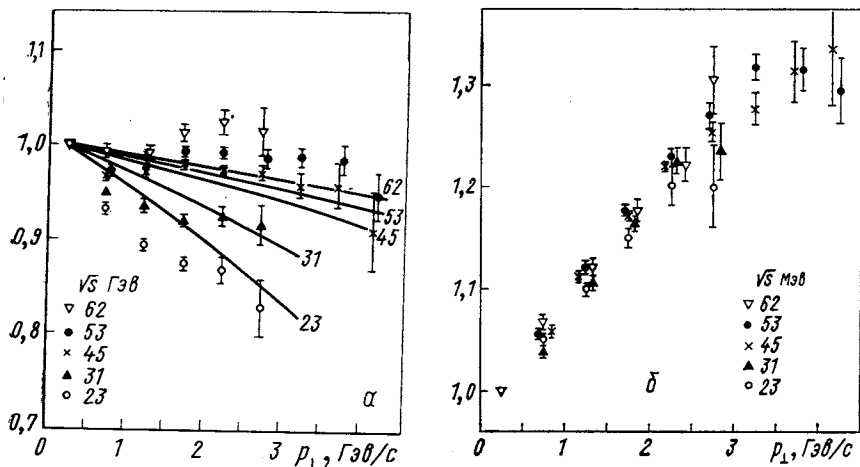


Рис. 7. Зависимость нормированных парциальных множественностей поперечного импульса фотона в полусфере:

a — сопутствующей; b — противоположной наблюдаемому фотону

и для тех же энергий, что и на рис. 6, приведены на рис. 7. Множественность в противоположной полусфере растет линейно с p_{\perp} и слабо зависит от s . По-видимому, зависимость от s целиком сосредоточена в полусфере, сопровождающей фотон. Здесь множественность уменьшается как функция p_{\perp} при наименьших энергиях, тогда как с ростом энергии наблюдается небольшое увеличение множественности.

Этот анализ был проведен для частиц, испускаемых под углом $\theta = 17,5^\circ$ ($y^2 \approx 2$) и для величины $\sqrt{s} = 53$ Гэв. Экспериментальные данные сравниваются с соответствующими данными при 90° для одинаковых значений p_{\perp} . Нормированная полная множественность (рис. 8) обнаруживает с увеличением p_{\perp} рост, менее быстрый, чем наблюдается при 90° , и начинающийся при больших p_{\perp} .

Можно сделать следующие выводы относительно характерных свойств этих данных.

1. Множественность заряженных частиц растет с увеличением p_{\perp} в конусе, противоположном фотону. Этот рост примерно линейный относительно p_{\perp} и не зависит от энергий.

2. Средняя множественность заряженных частиц, испускаемых в направлении фотона, падает с ростом p_{\perp} , лишь при наибольших энергиях ISR наблюдается незначительный ее рост.

3. При малых углах в направлениях по пучку множественность падает при всех энергиях.

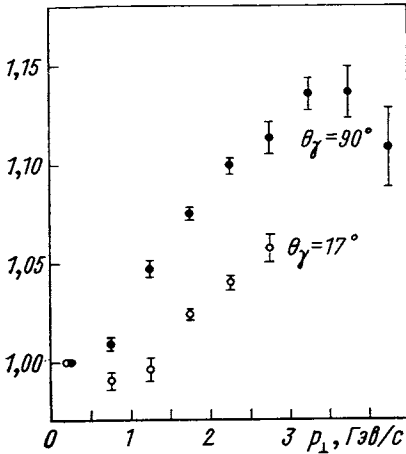


Рис. 8. Зависимость полной средней множественности заряженных частиц от поперечного импульса фотона для углов $\theta = 90^\circ$ и 17°

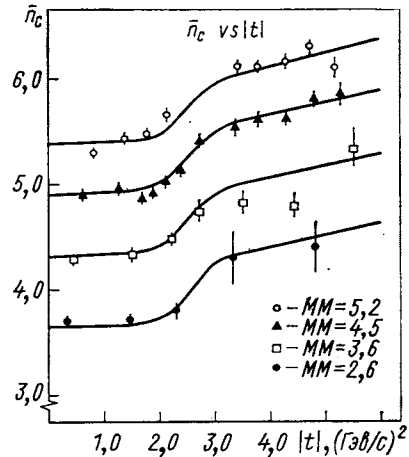


Рис. 9. Изменение средней множественности заряженных частиц n_c как функции $|t| = p_{\perp}^2$ для четырех интервалов MM

4. Данные по рассеянию фотонов вперед также указывают на некоторое наблюдаемое увеличение множественности в сопровождающей полусфере.

Подобный эффект наблюдался в корреляционном эксперименте несколько другого типа, проведенном группой BPVP [36] в BNL при сравнительно малом импульсе пучка $p_L = 28,5 \text{ Гэв/с}$. Исследовали реакцию $pp \rightarrow p(\pi) + MM$, где заряженная множественность фиксированной «недостающей» массы (MM) измерялась как функция поперечного импульса быстрого протона (пиона), рассеянного вперед. Как видно из рис. 9, множественность почти не зависит от $|t|$ ниже 1 Гэв/с , но умеренно растет с увеличением $|t|$ от 1 до 2 Гэв/с .

Обратимся сейчас к измерениям двухчастичных корреляций на ISR. В частности, в одном из первых экспериментов группой CCR [29, 31] π^0 -корреляции измерялись как функции p_{\perp} при детектировании двух нейтральных пионов на больших углах в противоположных направлениях. Корреляционные функции при $\sqrt{s} = 53 \text{ Гэв}$ показаны на рис. 10. Видно, что при детектировании в одном направлении пиона с большим p_{\perp} вероятность, что другой

π^0 -мезон в противоположном направлении будет иметь большой p_{\perp} , на несколько порядков больше, чем можно было бы ожидать

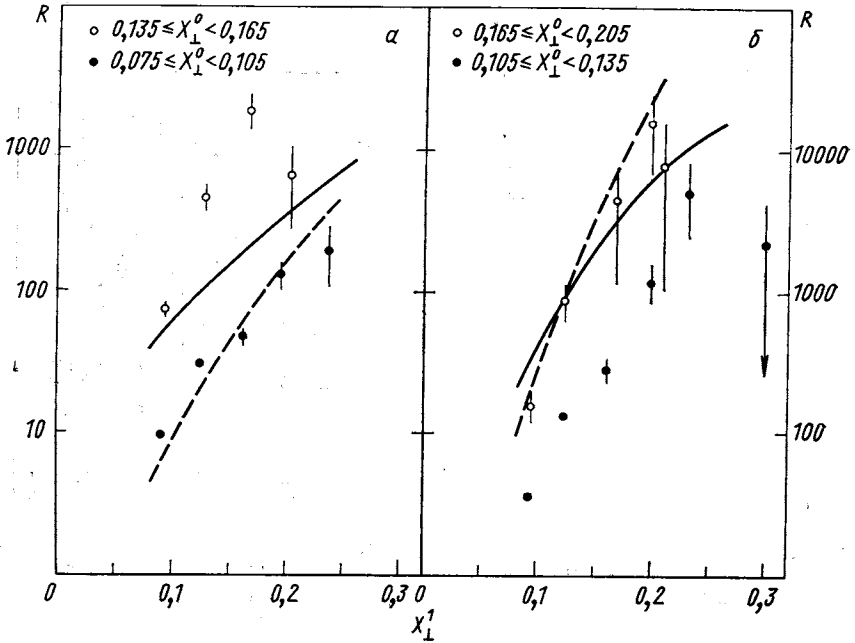


Рис. 10. Зависимость корреляционного коэффициента R для двух π^0 около $\theta = 90^\circ$ от x_{\perp} (азимутальное разделение 180°)

из процессов рождения некоррелированных пионов. Здесь под функцией корреляции R понимается следующее выражение:

$$R(x_{1\perp}, x_{2\perp}) = \sigma_{in} \frac{d\sigma}{dp_1 dp_2} / \left(\frac{d\sigma}{dp_1} \frac{d\sigma}{dp_2} \right), \quad x_{\perp} = 2p_{\perp} / \sqrt{s}. \quad (87)$$

Видно, что корреляция увеличивается с ростом x_{\perp} каждого из π^0 и $R \approx 10^4$ для $x_{1\perp} = x_{2\perp} = 0,2$. Это поведение можно было бы в основном отнести за счет закона сохранения импульса, однако функция R для обоих π^0 , испускаемых в одном направлении (рис. 11), также положительна и велика (при $x_{1\perp} = x_{2\perp} = 0,1$), что нельзя объяснить кинематикой.

В другом эксперименте группа CCRS [31] измеряла корреляции по импульсам между π^0 и заряженной частицей и двумя заряженными частицами. Результаты этого эксперимента даются в терми-

нах функции F , определенной как

$$F = \int_{\Delta y_1} dy_1 \int_{P_{T1}} dp'_{T1} \frac{d\sigma}{dy_1 dp'_{\perp 1} dy_2 dp'_{\perp 2}} / \int_{\Delta y_1} dy_1 \int_{P_{T1}} dp'_{\perp 1} \frac{d\sigma}{dy_1 dp'_{T1}}, \quad (88)$$

где y_1 и p_{T1} — быстрота и поперечный импульс частицы с большим p_{\perp} (триггера); y_2 и $p_{\perp 2}$ — переменные соответствующей заряженной частицы, ассоциированной с ней. Таким образом, функция F представляет собой условную вероятность (на интервал $\Gamma_{\text{ГэВ}}/c$ и единицы быстрот) наблюдения заряженной частицы с поперечным импульсом $p_{\perp 2}$ в ассоциации с детектируемой частицей с большим $p_T > p_{T1}$. Функция (88) π^0 -мезонов с $p_{T1} > 3,0 \text{ ГэВ}/c$ и заряженной частицы в той же полусфере ($\Delta\phi = 0^\circ$) для четырех различных значений энергии $\sqrt{s} = 30,6 \div 62,4 \text{ ГэВ}$ приведена на рис. 12, а. Соответствующие экспериментальные данные в противоположной ($\Delta\phi = 180^\circ$) полусфере — на рис. 12, б. Отсюда можно сделать следующие заключения:

а) для обоих случаев ($\Delta\phi = 0$ и 180°) функция F больше и ее падение менее крутое, чем у полностью инклюзивного распределения. Это указывает на наличие больших положительных корреляций, которые не могут следовать из законов сохранения импульса и таким образом представляют эффект динамического происхождения;

б) для $\phi = 180^\circ$ F не зависит от энергии и растет с s для $\phi = 0^\circ$;

в) для максимальной энергии $\sqrt{s} = 62,4 \text{ ГэВ}/c$ $E(\phi = 0^\circ) \simeq \simeq F(\phi = 180^\circ)$.

Для случая двух заряженных частиц, вылетевших в противоположные стороны (рис. 13), не замечено никакого отличия от соответствующих ($\pi^0 - \pi^\pm$)-данных. Важным результатом эксперимента [31] является вывод (из распределения по инвариантной массе $\pi^0\pi^\pm$ -системы для $\phi = 0^\circ$) о невозможности объяснения этих эффектов на основе предположения о рождении резонанса с большим p_{\perp} , распадающегося на π^0 и π^\pm .

Некоторые свойства функции F можно понять при допущении, что в сечение рождения двух частиц в одном направлении $\phi = 0^\circ$ с большими p_{\perp} зависимость от полного поперечного импульса

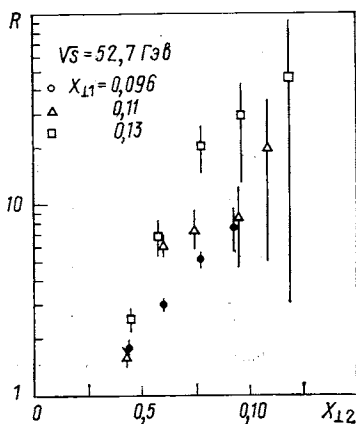


Рис. 11. Функция корреляции R для двух π^0 с азимутальным разделением 0°

двухчастичной системы входит аналогично одночастичному случаю. Это допущение подтверждается экспериментально в измерениях АСНМ [38] при изучении реакции $pp \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \dots$. После усреднения по $\Delta p_{\perp} = p_{1\perp} - p_{2\perp}$ было найдено, что инвариантное сечение двухчастичного инклюзивного образования $2\pi^0$

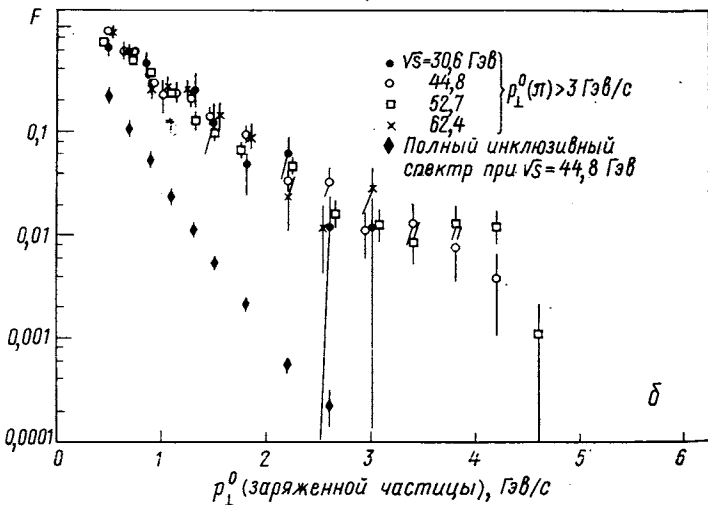
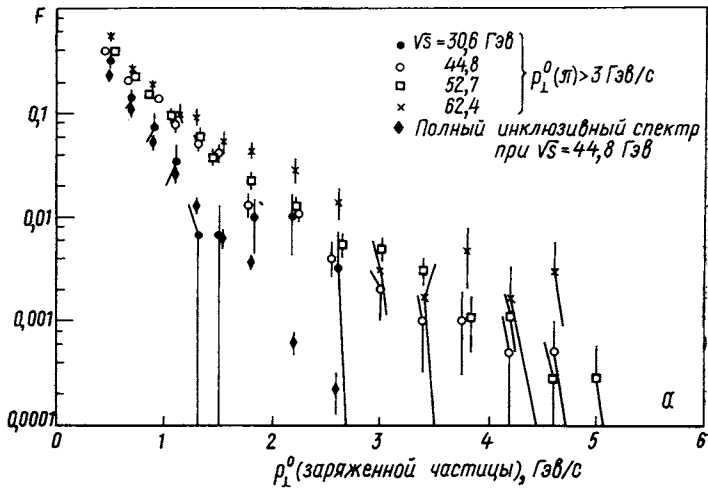


Рис. 12. Корреляционная функция F для заряженных частиц в полусферах: а — соответствующей; б — противоположной π^0 -мезону

(рис. 14) описывается параметризацией вида (85), т. е.

$$\frac{d\sigma}{d^3p_1 |E_1 d^2p_2 |E_2} \sim \frac{A}{(p_{\perp 1} + p_{\perp 2})} \exp[-B(x_{1\perp} + x_{2\perp})], \quad (89)$$

где для значений $p_{\perp} = p_{\perp 1} + p_{\perp 2} > 3,4 \text{ ГэВ/с}$ $n = 7,1 \pm 0,5$ и $B_{2\pi^0} \approx 1/2 B_{\pi^0}$. Отметим, что перечисленные выше свойства —

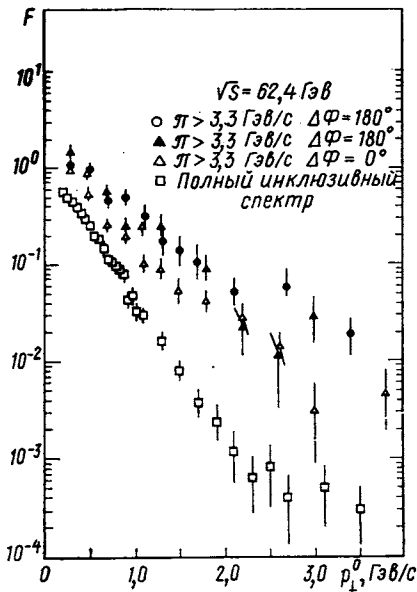


Рис. 13. Корреляционная функция F для двух заряженных частиц, вылетевших в противоположные стороны

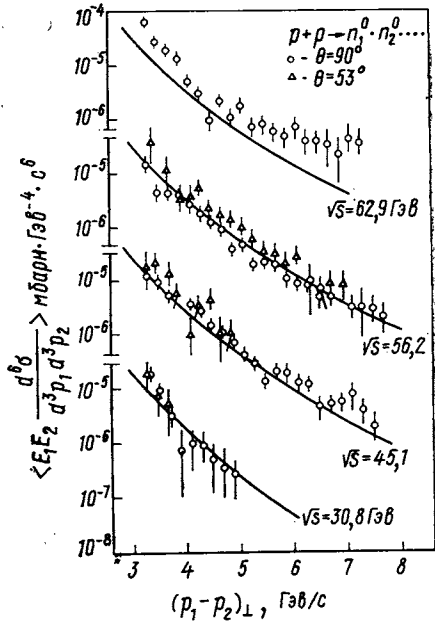


Рис. 14. Инвариантное сечение двухчастичного образования $2\pi^0$, усредненное по $(p_1 - p_2)_{\perp}$

аргументы в поддержку существования пучков частиц, рожденных с большими p_{\perp} (см. также работу [39]).

Для более детального выяснения свойств пучков на ISR [40] был проведен важный корреляционный эксперимент. Из рис. 15 определим следующие переменные, определяющие кинематику эксперимента:

- 1) $p_x = -\mathbf{P}_{\pi} \mathbf{P}_n / P_{\pi^0}$ — компонента \mathbf{P}_n заряженного адрона в направлении противоположном π^0 -мезону;
 - 2) $x_e = P_x / P_{\pi^0} \sim p_x / p_{\perp}$ — доля импульса π^0 -мезона балансируемая заряженной частицей;
 - 3) $P_{out} = [P_{beam} P_{\pi^0}] P_n / [P_b P]$ — компонента импульса заряженной частицы, перпендикулярная плоскости рождения π^0 .
- В распределении по азимутальным составляющим импульса

(рис. 16—18) проявляющееся «сужение» означает, что частицы с большими p_{\perp} более компланарны, чем соответствующие события

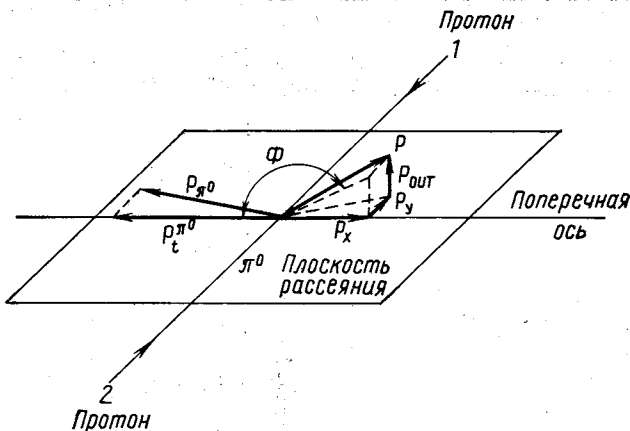
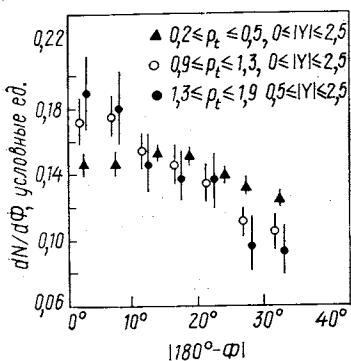


Рис. 15. Кинематика эксперимента [18]

с малыми p_{\perp} (см. также работу [29]). Возрастание плотности заряженных частиц $dN/d\phi$, наблюдаемое в полусфере, противоположной π^0 , зависит от значения p_{\perp} (π^0).



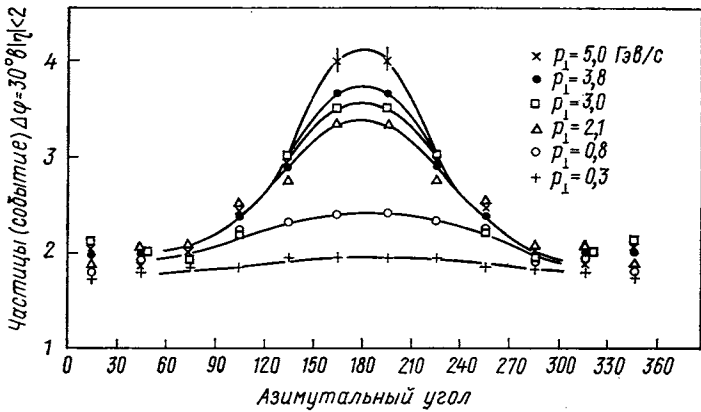
Наибольший рост $dN/d\phi$ с p_{\perp} — происходит вблизи $\phi = 180^\circ$, где он линейен (см. рис. 17) по p_{\perp} вплоть до $p_{\perp} = 8$ Гэв/с. Это означает быстрое убывание распределения по P_{out} -импульсу вне плоскости рассеяния для больших значений P_x и количественно выражается следующей зависимостью (см. рис. 18):

$$\begin{aligned} dN/dP_{out} &\sim \exp(-B|P_{out}|), \\ B^{-1} = \langle P_{out} \rangle &\approx (0,50 \pm 0,05) \text{ Гэв/с.} \end{aligned}$$

(90)

Рис. 16. Азимутальное распределение частиц в пучке

Весьма важную роль в понимании структуры пучков частиц с большими p_{\perp} играет механизм баланса поперечного импульса, который описывается распределением по $x_e = P_x/P_{\perp}$. Распределение dN/dx_e для положительно и отрицательно заряженных частиц дано на рис. 19. Распределения быстро падают с ростом x_e . На этом же рисунке представлены экспериментальные данные по распределению конечных адронов в обычной переменной $x =$



ис. 17. Азимутальное распределение частиц

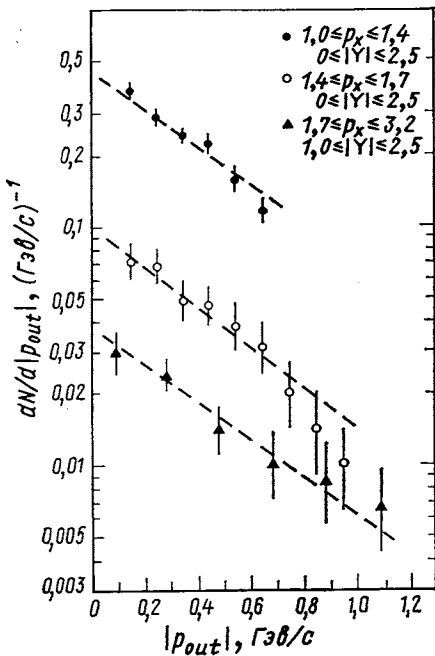


Рис. 18. Характер убывания распределений пучков по импульсу вне плоскости рассеяния

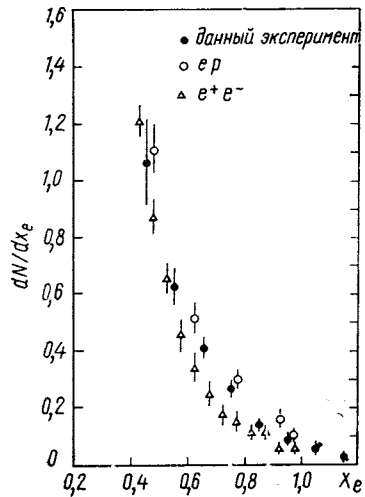


Рис. 19. Распределение dN/dx_e для частиц противоположных по направлению детектируемой частице

$= p_{\parallel}/p_{\parallel}^{\max}$ глубоконеупругого электророждения $ep \rightarrow e + h + \dots$ [41] и e^+e^- -аннигиляции [42]. Все три распределения совпадают по величине и форме. В моделях составных адронов, где адроны в конечном состоянии суть продукты фрагментации кварков с большими p_{\perp} , эти распределения оценивают вероятность фрагментации кварка в адрон с долей импульса $x_e(x)$ и ожидаются одинаковыми с учетом одинакового типа кварков, участвующих во всех трех процессах. Функция $x_e dN/dx_e$ представлена на рис. 20 для сравнения с зависимостью $(1-x_e)^p$ в области $x_e \rightarrow 1$.

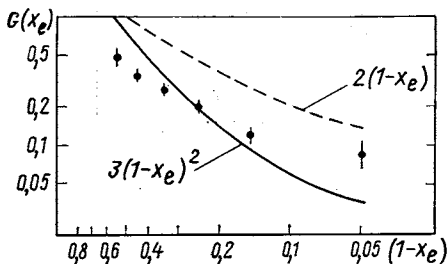


Рис. 20. То же, что и на рис. 31 в масштабе $G = x dN/dx_e$ относительно $(1-x_e)$

представлениями о разделении структуры многочастичных конечных состояний на три семейства частиц: «обычные» продукты реакций при малых p_{\perp} и два набора частиц, испущенных в областях противоположного относительно частицы с большим поперечным импульсом азимута; это напоминает картину двух компланарных пучков. Будущие эксперименты калориметрического типа (FNAL), возможно, помогут ответить на ряд интересных вопросов относительно природы рождения пучков, поведения $p_{\perp}^{\pm 4}$ и тем самым помогут пролить свет на динамику процессов взаимодействия на очень малых расстояниях.

8. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ СЛЕДСТВИЯ СОСТАВНЫХ МОДЕЛЕЙ РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ

В последнее время, исходя из различных модельных предположений, делались попытки получить степенной закон убывания инклюзивных сечений при больших поперечных импульсах [13, 43—45].

В механизме партонного рассеяния [43, 44] сталкивающиеся адроны рассматриваются как два партонных пучка. Взаимодействие адронов имеет место тогда, когда пара партонных обменивается векторным глюоном и сечение рождения $d\sigma/d^3p | E \sim p_{\perp}^{-4} f(x_{\perp}, \theta)$, (множитель p_{\perp}^{-4} возникает из-за глюонного обмена). Функция $f(x)$ определяется вероятностью иметь партон с долей импульса $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{S}$ и затем получить из рассеянных партонных частицу с импульсом p_{\perp} .

При альтернативном подходе [13, 45] рассмотрение основывается на модели, в которой адроны рассеиваются не глюонным обменом, а перестановкой кварков. Минимальный подпроцесс, приводящий к большому p_{\perp} , в этом случае соответствует рассеянию кварка на адроне, т. е. $N \geq 6$. Кроме того, модель перестановки составляющих (СІМ) дает ряд детальных предсказаний относительно вида функции $f(x_{\perp}, \theta)$ и находится в удовлетворительном согласии с экспериментом (более подробно см. работу [45]).

В предлагаемом подходе составных частиц закон степенного убывания инклюзивных спектров в области больших поперечных импульсов получается как следствие принципа автомодельности [2] и правил кваркового счета для дифференциальных сечений упругого рассеяния и электромагнитных форм-факторов адронов [3, 4].

Для процессов рождения адронов с большими p_{\perp} этот подход позволяет оценить относительную важность различных приближений кварк-партоновой картины взаимодействия [13, 43—45] и получить инклюзивные распределения рождения частиц и пучков.

С учетом современного состояния эксперимента обсудим здесь некоторые следствия рассмотренных приближений, соответствующие образованию адронов с большими поперечными импульсами и в области больших углов.

Механизм образования пучков частиц в области больших углов. Для инклюзивного одночастичного сечения образования частицы C с большим p_{\perp} в реакции $A + B \rightarrow C + x$ получим следующую зависимость:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow Cx}}{d^3p/E} \sim \sum_{A'B'C'D'} \frac{1}{(p_{\perp})^N} F(x_{\perp}, \theta), \quad (94)$$

где согласно (67) степень убывания одночастичного распределения зависит от числа состояний, участвующих во взаимодействии на большие углы.

Как отмечалось выше, когда эти состояния представляют собой кварки, размерный счет пропорционален p_{\perp}^{-4} в соответствии с приближениями партоновой модели [43, 44]. Если состояния $A'B'C'D'$ (или часть из них) представляют собой физические частицы, то использование принципа автомодельности [2] и размерного кваркового счета [3, 4] для электромагнитных форм-факторов и эксклюзивных дифференциальных сечений ведет к правилам кваркового счета для инклюзивных распределений частиц с большими p_{\perp} . Степенное поведение инклюзивных сечений находится в согласии с наблюдаемыми на эксперименте результатами [13, 45]. В частности, если ограничиться главными вкладами в эксклюзивные двухчастичные процессы $A'B' \rightarrow C'D'$: $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$, $q\bar{d} \rightarrow q\bar{d}$ ($d = q\bar{q}$), $l\bar{l} \rightarrow l\bar{l}$, . . . , то из правил кваркового счета будет следовать

соответственно более быстрый характер убывания. Так как эффективная степень убывания N растет с увеличением числа составляющих, которые изменяют направление, рассеиваясь на большой угол, то можно записать

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (AB \rightarrow \pi) \sim A(x_{\perp}, \dots) p_{\perp}^{-8} + B(x_{\perp}, \dots) p_{\perp}^{-12} + \dots \quad (92)$$

Суперпозиция вкладов типа (92) соответствует эффективной зависимости показателя степенного убывания N от x_{\perp} (см. рис. 3).

Отметим, что рассмотренные приближения (см. разд. 4) позволяют учесть помимо упругих бинарных подпроцессов возможные неупругие взаимодействия $A'B'$ (кварков или физических частиц). Например, в различных реакциях $AB \rightarrow Cx$ к изменению эффективной степенной зависимости приводят также подпроцессы типа $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$, $qq \rightarrow B\bar{q}$, $qd \rightarrow MB$, ... Таким образом, появление эффективной зависимости $N = N(x_{\perp})$ может интерпретироваться как результат конкуренции нескольких различных динамических механизмов [45—49], соответствующих различным подпроцессам $A'B' \rightarrow C'D'$.

Подгонка существующих экспериментальных данных [50] показала, что из возможных подпроцессов в модели СИМ [13, 45] в случае рождения мезонов участвуют лишь $qd \rightarrow MB$, $q\bar{q} \rightarrow M\bar{M}$ и, быть может (с меньшей вероятностью), $qM \rightarrow qM$. Для рождения протонов и антипротонов соответственно основные подпроцессы $qd \rightarrow MB$ и $q\bar{q} \rightarrow B\bar{B}$. Используя в качестве свободных параметров абсолютные величины, в феноменологическом анализе удастся лишь приближенно описать одночастичные спектры адронов и отношения выходов частиц в области больших поперечных импульсов.

Кроме учета главных степеней в (91) и (92) при подгонке экспериментальных данных в различных областях x_{\perp} важное значение приобретает изучение поведения функций, называемых потерей энергии $F(x_{\perp}, \theta)$, которое связано с различными возможностями разбиения волновой функции адрона на валентные составляющие и остов. В частности, учет зависимости $F(x_{\perp})$ имеет важное значение при определении отношений выходов различных частиц и сводится к простой кварковой спектроскопии в рамках существующих законов симметрии элементарных частиц.

Используя связь порогового поведения структурных функций $\rho_A^{A'}$, $\rho_B^{B'}$, $\rho_C^{C'}$ с асимптотикой форм-факторов $F(t)$ [21], из (66) и (67), (83) и (84) для фиксированных углов вылета θ частиц с большим p_{\perp} можно получить

$$F(x_{\perp}; \theta - \text{фикс}) \approx (1 - x_{\perp})^M (x = x_{\perp}, x \rightarrow 1), \quad (93)$$

где

$$M = n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + \begin{cases} 2, & \text{рождение пучка } C\text{-частиц;} \\ 1 & \text{рождение единичной частицы } C; \end{cases}$$

$$n_{A'} = 2n(\bar{a}A) - 1.$$

В частности, для структурной функции протона $n_{A'} = 3, 5, 7, \dots$ ($A' = q, \pi, \bar{q}, \dots$) и π -мезона $n_{A'} = 1$ ($A' = q, \bar{q}$). Таким образом степень «запрета» (по энергии) увеличивается с ростом минимального числа составляющих.

Механизм образования лидирующих частиц с большими p_{\perp} . Рассмотрим процесс $AB \rightarrow C(A) + \dots$, когда частица пучка во время соударения отклоняется на большой угол, оставаясь целой. Соответствующее одночастичное сечение инклюзивного образования $AB \rightarrow A + X$ имеет вид

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3p/E} = \frac{1}{8\pi^2} \sum_i \int dy \rho_B^{B'}(y) \delta\{t + (s-u)y\} \times$$

$$\times \left| \sum_{i,l} \int \frac{dx}{x} S_i^{(l)}(x, (1-x)\Delta_{\perp}) T_{iB}^{(3)}(s', t', u') \right|^2, \quad (94)$$

где B' может быть кварковым (физическим) состоянием. Здесь величина $S_i^{(l)}(x \dots)$ описывает эффекты продольного движения [12, 18] составляющих частиц (кварков, партонов) внутри адрона. В «статическом» пределе ($x_i \rightarrow \mu_i$, μ_i — приведенная масса i -й составляющей) $\sum_i S_i(x, (1-x)\Delta_{\perp}) \Rightarrow \delta(x - \bar{x}) F_A(\Delta_{\perp}^2)$ и одночастичное распределение лидирующей частицы при высоких энергиях сводится к произведению глубоко-неупругого сечения и квадрата электромагнитного форм-фактора налетающего адрона:

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3p/E} \Rightarrow \sum_i \frac{F_{A'}^2(t)}{x^2} \left(\frac{d\sigma^{aB \rightarrow a+X}}{d^3p/E} = \right.$$

$$\left. = \sum_b \rho_B^b(x) \frac{d\sigma^{ab \rightarrow ab}}{dt}(s', t', u') \right), \quad (95)$$

где $s + t + u = M^2$; $x = -t/(M^2 - t)$.

В предположении минимального числа валентных кварков применение правила кваркового счета для электромагнитных форм-факторов и дифференциальных сечений бинарных процессов [3,4] дает

$$\frac{d\sigma^{AB \rightarrow A}}{d^3p/E} \sim \frac{(1-x_{\perp})^{M'}}{(p_{\perp}^2)^{N/2+2(n_{A'}-1)}} \quad (96)$$

при $x_{\perp} \rightarrow 1$; $\theta = \text{фикс}$; $N = 2[(n_{A'} + n_{B'} + n_{C'} + n_{D'}) - 2]$.

Ограничиваясь в (96) главными вкладами эксклюзивных подпроцессов $aB' \rightarrow aB'$ для сечений инклюзивных сечений с образованием лидирующих адронов, получим следующие степени убывания [см. зависимость $N(x_{\perp})$ на рис. 3]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\sigma}{d^3p/E} (\pi p \rightarrow \pi): p_{\perp}^{-8}, p_{\perp}^{-12}, \dots; p_{\perp}^{-16} (x_{\perp} = 1); \\ \frac{d\sigma}{d^3p/E} (pp \rightarrow p): p_{\perp}^{-12}, p_{\perp}^{-16}, \dots; p_{\perp}^{-20} (x_{\perp} = 1); \\ \frac{d\sigma}{d^3p/E} (\pi p \rightarrow p): p_{\perp}^{-12}, \dots, \end{aligned} \right\} \quad (97)$$

Значения инклюзивных спектров в эксклюзивном пределе ($x_{\perp} \rightarrow 1$) согласуются с наблюдаемыми значениями дифференциальных сечений упругого рассеяния (65) на большие углы $d\sigma/dt (\pi p \rightarrow \pi p) \sim s^{-8} d\sigma/dt (pp \rightarrow pp) \sim s^{-10}$ в соответствии с предсказаниями автомодельного кваркового счета [3, 4] и правил соответствия сечений инклюзивно-эксклюзивных реакций [51] при $s \rightarrow \infty$, $t/s = \text{фикс.}$, $u/s = \text{фикс.}$ С этой точки зрения представляется весьма интересным распространить анализ (94)–(97) на процессы инклюзивного образования релятивистских ядер [27], рассматривая их как многокварковые системы. В частности, для процесса с лидирующим дейтоном в области больших передач импульса согласно (95) и (96)

$$d\sigma/d^3p/E (dp \rightarrow d+x) \sim p_{\perp}^{-24}.$$

Необходимо отметить, что существенным свойством, характеризующим спектры лидирующих частиц (95) и (96), является зависимость показателя степенного убывания от природы падающего пучка частиц (в отличие от механизма, приводящего к рождению пучков частиц). Свойства частицы мишени проявляются лишь в степени потери энергии M' , и эта зависимость исчезает в эксклюзивном пределе. В процессах инклюзивного образования частиц с данным значением переменной x_{\perp} весьма важно оценить относительное значение вкладов рассмотренных механизмов.

Главные вклады в одночастичные инклюзивные спектры образования π -мезонов с большими p_{\perp} в pp - и πp -соударениях согласно (91)–(93) в приближении механизма образования пучков частиц в области больших углов обладают одинаковой степенью падения, а именно:

$$\frac{d\sigma}{d^3p/E} (\pi p \rightarrow \pi) \sim \frac{d\sigma}{d^3p/E} (pp \rightarrow \pi) \sim p_{\perp}^{-8} (1-x_{\perp})^9. \quad (98)$$

Такое поведение сечений согласуется с наблюдаемым в области центральных соударений ($\theta \sim 90^\circ$) и не слишком больших x_{\perp} ($x_{\perp} \leq 0,3$).

Однако, как следует из экспериментальных данных FNAL в области значений $x_{\perp} > 0,3$ [25, 26], отношение сечений $R(p\bar{p} \rightarrow \pi)/(\pi p \rightarrow \pi)$ начинает падать (рис. 21) с увеличением x_{\perp} [$R = 1,6$ ($p_{\perp} = 1$) \rightarrow $0,25$ ($p_{\perp} = 4$)], т. е. относительный ход сечений $p\bar{p} \rightarrow \pi + \dots$ и $\pi p \rightarrow \pi + \dots$ нельзя описать в рамках одного механизма. С другой стороны, с ростом x_{\perp} увеличивается вероятность образования лидирующих π -мезонов, т. е. из реакции $\pi p \rightarrow \pi + \dots$, тогда как в $p\bar{p}$ -соударениях такой канал отсутствует. Учитывая наряду с вкладом первого механизма долю образования лидирующих π -мезонов в реакции $\pi p \rightarrow \pi + \dots$ (соответствующее сечение $d\sigma/d^3p/E \sim p_{\perp}^{-8} (1-x_{\perp})^7$), для значения отношения сечений R можно получить искомый рост числа π -мезонов, рожденных в πp -соударениях, над соответствующим числом

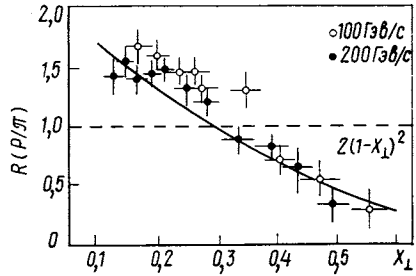


Рис. 21. Отношение сечений реакций $p\bar{p} \rightarrow \pi^0 + X$ и $\pi p \rightarrow \pi^0 + X$ как функция x_{\perp}

в $p\bar{p}$ -соударениях: $R(p\bar{p} \rightarrow \pi/\pi p \rightarrow \pi) \sim x(1-x_{\perp})$; $F = 2$, $x_{\perp} \sim 0,5$. Отметим, что экспериментальные оценки дают близкое значение величины $F_p - F_{\pi} = 1,6 \pm 0,5$. Это намного превышает предсказание кварковой модели «слияния» [52].

Образование взаимодействующих пучков частиц в области больших углов. Совокупность экспериментальных данных по корреляциям в реакциях с большими поперечными импульсами (см. разд. 6) [32, 38—40] указывает на то, что основной механизм, ответственный за образование адронов с большими p_{\perp} , проявляет себя как двухпучковая структура с малым разбросом поперечного импульса в направлении, перпендикулярном осям пучков. Компланарная двухструйная структура конечных состояний довольно хорошо изучена в экспериментах по глубоко-неупругому взаимодействию лептонов с адронами и e^+e^- -аннигиляции [53] — прототипах жесткого рассеяния адронов [33, 54].

Как уже отмечалось выше, корреляционные зависимости между адронами, родившимися с большими p_{\perp} (в области больших углов), можно изучать, опираясь на известные свойства убывающей одночастичных спектров и структурных функций $\rho^c(z)$, $\rho^{c1c2}(z_1, z_2)$, характеризующих пучки частиц [см. (45) — (55)].

Укажем в этой связи на важность предположений масштабных свойств распределений пучков $\rho = \rho(x_{\perp})$, которые иногда делаются, исходя из аналогии с фейнмановским x -скейлингом [33, 54, 55]. Необходимо отметить, что упомянутые масштабные свойства структурных функций в подходе составных частиц возникают

как следствия трансформационных свойств к. п.-волновых функций на нуль-плоскости [15]. В частности, для одно- и двухчастичных функций распределения эти свойства приводят к следующему автомодельному поведению:

$$\rho_c^c(\underline{k}) = \rho_{c'2}(k_{\perp} - zC'_{\perp}, z); \quad (99)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_{c'c_2}^{c_1c_2}(z_2k_{1\perp} - z_1k_{2\perp}; z_1z_2) &= \int d^{(2)}C'_1 \rho_{c'c_2}^{c_1c_2}(\underline{k}_1\underline{k}_2); \\ \rho_{c'c_2}^{c_1c_2}(\underline{k}_1\underline{k}_2) &= f(k_{1\perp}/z_1 - k_{2\perp}/z_2; k_{1\perp} + k_{2\perp} - \\ &\quad - (z_1 + z_2)C'_{\perp}; z_1z_2), \end{aligned} \right\} \quad (100)$$

где $k_{1,2}^{\pm}/C'^{\pm} = z_{1,2}$; $z_1/z_2 = k_1^+/k_2^+ = \gamma$.

Заметим, что вид зависимости функции (100) может служить указанием на эффективный одночастичный характер поведения спектра образования двух адронов (89). (Возможность резонансного образования в соответствующем эксперименте исключена [44, 45].) В составных подходах, предполагающих жесткое рассеяние составляющих, механизм двухлучевой структуры представляется следующим образом. Составляющая A' одного из начальных адронов рассеивается на большой угол на составляющей B' другого адрона так, что возникают две системы C' , D' примерно с равными и противоположными поперечными импульсами. Переходя в конечные адроны, эти системы C' , D' образуют пару пучков. Составляющие, которые не участвуют в процессе жесткого рассеяния, продолжают двигаться вдоль осей столкновения и образуют обычные пучки (вперед-назад), но с плотностью частиц, зависящей от величины импульса жестких составляющих [см. (VIII) и (IV)].

Таким образом возникает необходимость учета взаимодействия, связанного с прохождением пучка (быстрой частицы с большим p_{\perp}) через адронную материю (составляющих вдоль оси столкновения). Отметим экспериментальные указания (см. разд. 6) [23—24] на рождение частиц на ядерных мишенях и важность эффектов перерассеяния во взаимодействии на ядрах в области больших p_{\perp} (86).

Следовательно, задачу рождения частицы с большим p_{\perp} из двух взаимодействующих пучков (одного — вдоль оси столкновения, другого — перпендикулярно к нему) можно рассматривать по аналогии с обычной трактовкой эффектов ядерных мишеней. В этом случае, проблема сводится к задаче столкновения частица-ядро (ядро — ядро) при малых углах ($t = \text{фикс}$) в некоторой повернутой системе координат (рис. 22, а также работа [56]). В новой системе отсчета взаимодействие двух пучков можно рассматривать как когерентный процесс, где кратные рассеяния приобретают существенное значение. В рамках такого подхода найдено эйконоальное решение для амплитуды перехода $T_{2 \rightarrow n}$, которое учиты-

вает продольное движение и эффекты перераспределения составляющих [12, 18]. С помощью полученного решения проводится оценка характера роста ассоциативной средней множественности пучка как функции p_{\perp} . В частности, в некоторой ограниченной кинематической области найден линейный рост $n(p_{\perp}) \sim p_{\perp}$, естественный для когерентных моделей взаимодействия [57, 58], моделей приближения прямолинейных путей [59]. В дополнение к более умеренному, логарифмическому поведению $\overline{n}^{\text{assoc}}(p_{\perp})$, которое следует

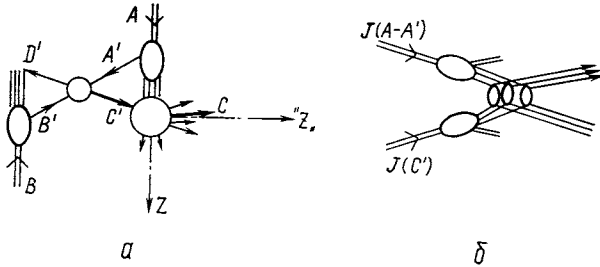


Рис. 22.

из моделей тормозного излучения [60] и партонной картины [44], это поведение можно рассматривать как вклад в многокомпонентное описание средних множественностей [61] согласно структуре конечных состояний в экспериментах с большими поперечными импульсами [32].

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рассмотрим фурье-образ функции Грина n частиц:

$$\begin{aligned}
 & \langle 0 | T \psi_1(x_1), \dots, \psi_n(x_n) \bar{\psi}_1(y_1), \dots, \bar{\psi}_n(y_n) | 0 \rangle = \\
 & = \int \exp \left[-i \sum_{j=1}^n (p_j x_j - q_j y_j) \right] \times \\
 & \times \prod_{j=1}^n d p_j^4 d^4 q_j G^n(p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n) \delta^n(P - Q).
 \end{aligned}$$

По определению, фурье-образ двухвременной функции Грина $g^n(P; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n)$ связан с ней следующим образом:

$$\begin{aligned}
 & \frac{i\pi^{n-1}}{2} g^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) = \\
 & = \int \delta \left(P_0 - \sum_{i=1}^n p_{i0} \right) \delta \left(P_0 - \sum_{i=1}^n q_{i0} \right) \prod_{i=1}^n d p_{i0} d q_{i0} G^n(p; q), \quad (\text{II.1})
 \end{aligned}$$

причем для двухвременной функции Грина имеется следующее спектральное представление [6, 62]:

$$g^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) = \int_0^{\infty} \frac{\sigma_1(E; \mathbf{p}; \mathbf{q})}{P_0 - E + i\epsilon} + \int_0^{\infty} \frac{\sigma_2(E; \mathbf{p}; \mathbf{q})}{P_0 + E - i\epsilon},$$

где σ_1, σ_2 — спектральные плотности запаздывающей g_r^n и опережающей g_a^n ее частей.

Разобьем n -частичную систему на две подсистемы, состоящие из $n - k$ и k частиц, и рассмотрим случай, когда эти две подсистемы не взаимодействуют между собой, взаимодействие же внутри каждой подсистемы учтено полностью. Пользуясь определением (II.1), для соответствующей запаздывающей части двухвременной функции Грина g_{r1}^n имеем *

$$\begin{aligned} & \delta(\mathbf{P} - \mathbf{Q}) g_{r1}^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) = \\ & = -2\pi i \int_{-\infty}^{\infty} g_r^k(P_0 - E; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_k; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k) \delta\left(\sum_1^k (\mathbf{p}_e - \mathbf{q}_e)\right) \times \\ & \times dE g_r^{n-k}(E; \mathbf{p}_{k+1}, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_{k+1}, \dots, \mathbf{q}_n) \delta\left(\sum_{k+1}^n (\mathbf{p}_e - \mathbf{q}_e)\right), \quad (\text{II.2}) \end{aligned}$$

где g_r^k и g_r^{n-k} — запаздывающие части функций Грина рассматриваемых подсистем.

Определим оператор перехода M_{01} для интересующего нас процесса $A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$:

$$\begin{aligned} g^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) &= g_0^n(P, \mathbf{p}) \int M_{01}(P; \mathbf{p}; \mathbf{p}') g_1^n(P; \mathbf{p}'; \mathbf{q}) \times \\ & \times \delta\left(\sum_1^n \mathbf{p}'_j - \mathbf{P}\right) \prod_{j=1}^n d\mathbf{p}'_j, \quad (\text{II.3}) \end{aligned}$$

где $g_0^n(P, \mathbf{p})$ — диагональные элементы запаздывающей части двухвременной функции Грина n свободных частиц:

$$g_0^n(P, \mathbf{p}) = \left\{ \omega_1(\mathbf{p}_1) \dots \omega_n(\mathbf{p}_n) \left[P_0 - \sum_1^n \omega_i(\mathbf{p}_i) \right] \right\}^{-1}; \quad \omega_i(\mathbf{p}_i) = \sqrt{\mathbf{p}_i^2 + m_i^2}.$$

Перейдем к доказательству формулы (3). Известно, что четырехмерная функция Грина G^n обладает полюсами по переменным $(\sum_1^k q_i)^2$ и $(\sum_{k+1}^n q_i)^2$, если существуют одночастичные решения полного гамильтониана с квантовыми числами рассматриваемых подсистем $n - k$ - и k -частиц. Вблизи этих полюсов она имеет вид

$$\begin{aligned} & G^n(p_1, \dots, p_n; q_1, \dots, q_n) \sim \frac{-i}{(2\pi)^3 \pi^n} \times \\ & T_{2 \rightarrow n}(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \sum_1^k \mathbf{q}_i, \sum_{k+1}^n \mathbf{q}_i) \bar{\Psi}_A^k(q_1, \dots, q_k) \bar{\Psi}_B^{n-k}(q_{k+1}, \dots, q_n) \\ & \times \frac{1}{\prod_{i=1}^n (p_i^2 - m_i^2 + i\epsilon) \left[\left(\sum_1^k q_i \right)^2 - m_A^2 + i\epsilon \right] \left[\left(\sum_{k+1}^n q_i \right)^2 - m_B^2 + i\epsilon \right]}, \quad (\text{II.4}) \end{aligned}$$

* В дальнейшем будем опускать индекс r , так как будем использовать только запаздывающие функции Грина.

где $T_{2 \rightarrow n}$ — физическая амплитуда рассеяния процесса $A + B \rightarrow 1 + 2 + \dots + n$; ψ_A^k, ψ_B^{n-k} — фурье-образы амплитуд Бете — Солпитера состояний $|A\rangle$ и $|B\rangle$:

$$\begin{aligned} & \langle 0 | T \psi_1(x_1) \dots \psi_k(x_k) | A \rangle = \\ & = \int \prod_1^k dp_i^4 \exp \left(-i \prod_1^k p_e' x_e \right) \delta \left(P_A - \sum_1^k p_e \right) \psi_A^k(p_1, \dots, p_k). \end{aligned}$$

Подставляя (II.4) в (II.1), имеем

$$\begin{aligned} & g^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) \sim \\ & \sim \frac{i}{4(2\pi)^3} \frac{T_{2 \rightarrow n} \overline{\Phi}_A^k(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k) \overline{\Phi}_B^{n-k}(\mathbf{q}_{k+1}, \dots, \mathbf{q}_n)}{\left(P_0 - \sum_1^n \omega_i(\mathbf{p}_i) \right) \prod_1^n \omega_i(\mathbf{p}_i) \left(P_0 - \sqrt{\mathbf{P}_A^2 + m_A^2} - \sqrt{\mathbf{P}_B^2 + m_B^2} \right)} \times \\ & \quad \times \frac{1}{\sqrt{\mathbf{P}_A^2 + m_A^2} \sqrt{\mathbf{P}_B^2 + m_B^2}}, \end{aligned} \quad (\text{II.5})$$

где $\overline{\Phi}_A^k(\mathbf{q})$, $\overline{\Phi}_B^{n-k}(\mathbf{q})$ — квазипотенциальные волновые функции, связанные с амплитудами Бете — Солпитера следующим образом:

$$\Phi_A^k(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_k) = \int \prod_1^k dq_i^0 \delta \left(\sum_1^k q_i^0 - P_A^0 \right) \psi_A^k(q_1, \dots, q_k).$$

Пользуясь спектральным представлением, можно показать, что запаздывающая часть двухвременной функции Грина g^h в приближении выражается через квазипотенциальные волновые функции

$$g^h(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) \sim 2 [2(2\pi)^3]^{h-1} \frac{\Phi_A^h(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_h) \overline{\Phi}_A^h(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_h)}{P^2 - M_A^2 + i\epsilon}.$$

Выделяя полюсной вклад одночастичного состояния A в g^h и состояния B в g^{n-h}

$$\begin{aligned} & \delta(P - Q) g_1^n(P; \mathbf{p}; \mathbf{q}) \sim [2(2\pi)^3]^{n-2} \delta(P_A - Q_A) \delta(P_B - Q_B) \times \\ & \times \frac{\Phi_A^h(\mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_h) \Phi_B^{n-h}(\mathbf{p}_{h+1}, \dots, \mathbf{p}_n) \overline{\Phi}_A^h(\mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_h) \overline{\Phi}_B^{n-h}(\mathbf{q}_{h+1}, \dots, \mathbf{q}_n)}{\left(P_0 - \sqrt{\mathbf{P}_A^2 + M_A^2} - \sqrt{\mathbf{P}_B^2 + M_B^2} \right) \sqrt{\mathbf{P}_A^2 + M_A^2} \sqrt{\mathbf{P}_B^2 + M_B^2}} \end{aligned}$$

и пользуясь определением (II.3) с учетом (II.5) вблизи рассматриваемого полюса, получаем

$$\begin{aligned} & \frac{i T_{2 \rightarrow n} \overline{\Phi}_A^h(\mathbf{q}) \overline{\Phi}_B^{n-h}(\mathbf{q})}{\left[P_0 - \sum_{i=1}^n \omega_i(\mathbf{p}_i) \right] \left[P_0 - \sqrt{\mathbf{V} \overline{Q}_A^2 + m_A^2} - \sqrt{\overline{Q}_B^2 + m_B^2} \right]} \sim 2 [2(2\pi)^3]^{n-1} \times \\ & \times \int M_{b1}(P; \mathbf{p}; \mathbf{p}') \prod_1^h d^3 p_i' \delta \left(\sum_1^h \mathbf{p}_i' - Q_A \right) \prod_{h+1}^n d^3 p_i' \delta \left(\sum_{h+1}^n \mathbf{p}_i' - Q_B \right) \times \\ & \quad \times \Phi_A^h(\mathbf{p}') \Phi_B^{n-h}(\mathbf{p}') \overline{\Phi}_B^{n-h}(\mathbf{q}) \overline{\Phi}_A^h(\mathbf{q}) \times \\ & \quad \times \left[\left[P_0 - \sum_1^n \omega_i(\mathbf{p}_i) \right] \left[P_0 - \sqrt{\overline{Q}_A^2 + m_A^2} - \sqrt{\overline{Q}_B^2 + m_B^2} \right] \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (\text{II.6})$$

Приравнивая обе части равенства (П.6), убеждаемся, что выражение (3) на массовой поверхности $P_0 = \sum_1^n \omega_i(\mathbf{p}_i) = \sqrt{Q_A^2 + m_A^2} + \sqrt{Q_B^2 + m_B^2}$ совпадает с физической амплитудой перехода $T_{2 \rightarrow n}$.

Перейдем теперь к получению уравнения для оператора перехода M_{01} . Запишем уравнение для n -частичной функции Грина

$$g^n = g_0^n + g_0^n V^n g^n, \tag{П.7}$$

где $V^n(P; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n)$ — квазипотенциал взаимодействия n частиц.

Произведение операторов здесь и ниже надо понимать в смысле интегрирования по фазовому объему $\prod_1^n d\mathbf{p}_i \delta(\sum_1^n \mathbf{p}_i - \mathbf{p})$. Из свойства аддитивности квазипотенциала [62] следует, что

$$V^n = V_1^n + \sum_{\substack{j=1, \dots, k \\ i=k+1, \dots, n}} V_{ij}^n + V_c^n,$$

где V_1^n описывает полное взаимодействие внутри подсистем k и $n - k$ частиц; V_{ij}^n — квазипотенциал парного взаимодействия j -й и i -й частиц из подсистем (k) и $(n - k)$ соответственно:

$$V_{ij}^n(P; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) = \\ = V_{ij}^{(2)}(P_0 - \sum_{l \neq i, j} \omega_l(\mathbf{p}_l); \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j; \mathbf{q}_i \mathbf{q}_j) \prod_{l \neq i, j} \delta(\mathbf{p}_l - \mathbf{q}_l) \omega_l(\mathbf{p}_l);$$

$V_{ij}^{(2)}$ — двухчастичный квазипотенциал взаимодействия i -й и j -й частиц; V_l^n — ядро, описывающее двух-, трех-, ..., n -частичные силы между частицами из разных подсистем. Следовательно, для функции Грина g_1 получим

$$g_1^n = g_0^n + g_0^n V_1^n g_1^n. \tag{П.8}$$

Введем функции Грина и соответствующие матрицы рассеяния двух частиц в n -частичном пространстве импульсов:

$$g_\alpha^n = g_0^n + g_0^n V_\alpha^n g_\alpha^n; \\ g_\alpha^n = g_0^n + g_0^n T_\alpha^n g_\alpha^n, \tag{П.9}$$

где α — совокупность двух индексов $\alpha = (i, j)$ при $j = 1, 2, \dots, k$ и $i = k + 1, \dots, n$. Заметим, что величина T_α^n на массовой поверхности связана с физической амплитудой рассеяния двух частиц. А именно,

$$T_{ij}^n(P; \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{p}_n; \mathbf{q}_1, \dots, \mathbf{q}_n) = \\ = \frac{i}{4(2\pi)^3} T_{ij}^{(2)}(P_0 - \sum_{l \neq i, j} \omega_l(\mathbf{p}_l); \mathbf{p}_i \mathbf{p}_j; \mathbf{q}_i, \mathbf{q}_j) \prod_{l \neq i, j} \delta(\mathbf{p}_l - \mathbf{q}_l) \omega_l(\mathbf{q}_l),$$

где $T_{ij}^{(2)}$ — двухчастичная T -матрица рассеяния, удовлетворяющая уравнению

$$T_{ij}^{(2)}(P_{ij}; \mathbf{p}, \mathbf{q}) = -i4(2\pi)^3 V_{ij}^{(2)}(P_{ij}; \mathbf{p}, \mathbf{q}) + \\ + \int \frac{T_{ij}^{(2)}(P_{ij}; \mathbf{p}, \mathbf{k}) d\mathbf{k} V_{ij}^{(2)}(P_{ij}; \mathbf{k}, \mathbf{q})}{\omega_i(\mathbf{k}_i) \omega_j(\mathbf{k}_j) (P_{ij}^0 - \omega_i(\mathbf{k}_i) - \omega_j(\mathbf{k}_j))}$$

и совпадающая на массовой поверхности $P_{ij}^0 = \omega_i(\mathbf{p}_i) + \omega_j(\mathbf{p}_j) = \omega_i(\mathbf{q}_i) + \omega_j(\mathbf{q}_j)$ с физической амплитудой рассеяния. На данном этапе естественно

объединить уравнения (П.8) и (П.9), определив α : так $\alpha = 0, 1$, (i, j), причем $V_{\alpha=0} = 0$.

Введем $[k(n-k) + 2]^2$ операторов перехода $M_{\alpha\beta}$:

$$M_{\alpha\beta} = g_{\alpha}^{-1} g g_{\beta}^{-1} + \delta_{\alpha\beta} g_{\beta}^{-1}. \quad (\text{П.10})$$

Учитывая (П.9), уравнение (П.7) можно переписать в виде

$$g = g_{\alpha} + g_{\alpha} (V - V_{\alpha}) g. \quad (\text{П.11})$$

Переписав (П.10) как

$$g = g_{\alpha} \delta_{\alpha\beta} + g_{\alpha} M_{\alpha\beta} g_{\beta} \quad (\text{П.12})$$

и подставив (П.12) в (П.11), получим

$$\begin{aligned} g_{\alpha} M_{\alpha\beta} g_{\beta} &= g_{\alpha} (1 - \delta_{\alpha\beta}) + g_{\alpha} \sum_{\gamma} (1 - \delta_{\gamma\alpha}) V_{\gamma} g_{\gamma} \delta_{\gamma\beta} + \\ &+ g_{\alpha} V_e \delta_{0\beta} g_{\beta} + g_{\alpha} \sum_{\gamma \neq \alpha} V_{\gamma} g_{\gamma} M_{\gamma\beta} g_{\beta} + g_{\alpha} V_e g_0 M_{0\beta} g_{\beta}. \end{aligned}$$

Учитывая $V_{\gamma} g_{\gamma} = g_0^{-1} g_{\gamma} - 1 = T_{\gamma} g_0$, окончательно приходим к системе уравнений

$$M_{\alpha\beta} = g_0^{-1} (1 - \delta_{\alpha\beta}) + V_l \delta_{\alpha\beta} + \sum_{\gamma \neq \alpha} T_{\gamma} g_0 M_{\gamma\beta} + V_l g_0 M_{0\beta}, \quad (\text{П.13})$$

которая при ограничении парными взаимодействиями между подсистемами переходит в $M_{\alpha\beta} = g_0^{-1} (1 - \delta_{\alpha\beta}) + \sum_{\gamma \neq \alpha} T_{\gamma} g_0 M_{\gamma\beta}$.

Поскольку в выражение для амплитуды рассеяния кроме операторов перехода входят также волновые функции (П.5), выпишем уравнение для них.

Исходя из уравнения для k -частичной функции Грина (П.7) и выделяя далее в g^k полюс, соответствующий одночастичному вкладу, например, частицы A , получаем уравнение для квазипотенциальной волновой функции

$$\psi_A^k = g_0^k V^k \psi_A^k. \quad (\text{П.14})$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Функция Грина n взаимодействующих частиц в квантовой теории поля на нуль-плоскости определяется как вакуумное среднее от «хронологически» упорядоченных произведений соответствующих гейзенберговских операторов полей и имеет вид

$$\begin{aligned} G^n(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_n) &= \\ &= \langle 0 | T_+ \psi_1(x_1), \dots, \psi_n(x_n) \bar{\psi}_1(y_1), \dots, \psi(y_n) | 0 \rangle. \end{aligned} \quad (\text{П.15})$$

Здесь для параметризации компонент 4-векторов x_i, y_i и т. д. используют переменные «светового фронта»:

$$\begin{aligned} x &= (x^+, x^-, x_{\perp}); \quad x^{\pm} = (x^+ \pm x^3)/2; \quad x_{\perp} = (x^1, x^2); \\ \underline{x} &= (x^-, x_{\perp}); \quad x = (x^+, \underline{x}). \end{aligned}$$

В импульсном пространстве удобно ввести обозначения:

$$p = (p^-, p^+, p_{\perp}), \quad p^{\pm} = p^0 \pm p^3, \quad p_{\perp} = (p^1 p^2), \quad \underline{p} = (p^+, p_{\perp}),$$

тогда $px = p^+ x^- + p^- x^+ - p_{\perp} x_{\perp} = p^- x^+ + \underline{p} \underline{x}$,

а $\psi_i(x_i)$ и $\psi_i(y_i)$ — сопряженные гейзенберговские операторы полей i -й частицы; T_+ — оператор хронологического упорядочения по временной переменной x^+ . В простейшем случае двух полей

$$T_+ \psi_i(x) \psi_j(y) = \theta(x^+ - y^-) \psi_i(x) \psi_j(y) \pm \theta(y^+ - x^+) \psi_j(y) \psi_i(x)$$

(знак минус соответствует фермионам).

Подчеркнем, что в квантовой теории поля на нуль-плоскости канонические коммутационные соотношения задаются при фиксированной временной переменной $x^+ = x^0 + x^3$. Соответственно в теории возмущений рассматриваются x^+ -упорядоченные произведения свободных операторов полей. Это приводит к некоторому отличию диаграммного языка по сравнению с ковариантной теорией для частиц с ненулевым спином.

Определим двухвременную функцию Грина n частиц:

$$\tilde{G}^n(X^+; \underline{x}_1, \dots, \underline{x}_n; Y^+; \underline{y}_1, \dots, \underline{y}_n) = G^n(x_1, \dots, x_n; y_1, \dots, y_n) \Big|_{\substack{x_i^+ = X^+ \\ y_i^+ = Y^+}} \quad (\text{П.16})$$

Для перехода в импульсное представление определим фурье-образ двухвременной функции Грина (П.16):

$$\begin{aligned} G^n(X^+; \underline{x}_1, \dots, \underline{x}_n; Y^+; \underline{y}_1, \dots, \underline{y}_n) = \\ = \frac{1}{(2\pi)^{4n}} \int \exp \left[-iP^-(X^+ - y) - i \sum_{j=1}^n (p_j x_j - q_j y_j) \right]; \\ dP^- \prod_{j=1}^n d^3 p_j d^3 q_j \tilde{G}^n(P^-; \underline{p}_1, \dots, \underline{p}_n; \underline{q}_1, \dots, \underline{q}_n), \end{aligned} \quad (\text{П.17})$$

где $d^3 p = d^3 p^+$.

Записывая хронологически упорядоченное произведение в (П.16) с помощью θ -функции и используя разложение по полному набору физических состояний $|m\rangle$, можно получить спектральное представление для фурье-образа двух-временной функции Грина (см. работу [15]):

$$\begin{aligned} \tilde{G}^n(P^-; \underline{p}_1, \dots, \underline{p}_n; \underline{q}_1, \dots, \underline{q}_n) = \\ = \int_0^\infty dz \left\{ \frac{\sigma_1^n(z; \underline{p}, \underline{q})}{P^- - z + i\varepsilon} + \frac{\sigma_2^n(z; \underline{p}, \underline{q})}{P^- + z - i\varepsilon} \right\}. \end{aligned} \quad (\text{П.18})$$

Здесь знак $-(+)$ соответствует четному (нечетному) количеству фермионных полей среди ψ_1, \dots, ψ_n ; σ_1^n, σ_2^n — спектральные плотности, связанные с одно-временными волновыми функциями состояний $|m\rangle$ следующим образом:

$$\sigma_1^n(z; \underline{p}, \underline{q}) = i \frac{2^n (2\pi)^{4n-1}}{(P^+)^{2n-2}} \sum_m \delta(z - P_m^-) \Phi_{0m}^n(\underline{p}) \bar{\Phi}_{0m}^n(\underline{q}); \quad (\text{П.19})$$

$$\sigma_2^n(z; \underline{p}, \underline{q}) = i \frac{2^n (2\pi)^{4n-1}}{(P^+)^{2n-2}} \sum_m \Phi_{m0}^n(\underline{p}) \bar{\Phi}_{m0}^n(\underline{q}) \delta(z - P_m^-); \quad (\text{П.20})$$

$$\langle 0 | \psi_1(x_1), \dots, \psi_n(x_n) | m \rangle \Big|_{x_i^+ = 0} =$$

$$\begin{aligned}
&= (P^+)^{1-n} \int \prod_1^n d^3 \underline{p}_i \exp \left(-i \sum_1^n \underline{p}_j \underline{x}_j \right) \Phi_{0m}^n(\underline{p}); \\
&\quad \langle m | \psi_1(x_1), \dots, \psi_n(x_n) | 0 \rangle \Big|_{x_i^+ = 0} = \\
&= (P^+)^{1-n} \int \prod_1^n d^3 \underline{p}_i \exp \left(-i \sum_1^n \underline{p}_j \underline{x}_j \right) \Phi_{m0}^n(\underline{p}), \quad (\text{П.21})
\end{aligned}$$

где P_m — полный 4-импульс, характеризующий физическое состояние $|m\rangle$.

Спектральное представление (П.18) — аналог спектрального представления по полной энергии двухвременной функции Грина в обычной квантовой теории поля. Однако здесь проявляется существенное разграничение между верхней и нижней полостями светового конуса, характерное для квантовой теории поля на нуль-плоскости. Именно, запаздывающая часть функции Грина (П.18) (первое слагаемое) полностью определяет поведение функции Грина при положительных p_i^+ , q_j^+ , а опережающая часть (второе слагаемое) — поведение функции Грина при отрицательных p_i^+ , q_j^+ [15]. Это следует из следующих свойств функций σ_1^n , σ_2^n : $\sigma_1^n(z, p, q) = 0$ (если хотя бы один p_i^+ , $q_j^+ < 0$); $\sigma_2^n(z, p, q) = 0$ (если хотя бы один p_i^+ , $q_j^+ > 0$).

Используя (П.18), нетрудно получить спектральное представление по квадрату полного 4-импульса, удобное для дальнейших приложений:

$$G^n(P^2; \underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; \underline{q}_1 \dots \underline{q}_n) = \int_0^\infty ds \sigma^n(s; \underline{p}_1 \dots \underline{p}_n; \underline{q}_1 \dots \underline{q}_n) / (P^2 - s + i\varepsilon), \quad (\text{П.22})$$

где

$$\sigma^n(s; \underline{p} \underline{q}) = \sigma_1^n(s; \underline{p} \underline{q}) \prod_{j=1}^n \theta(p_j^+) \theta(q_j^+) \pm \sigma_2^n(s; \underline{p} \underline{q}) \prod_{j=1}^n \theta(-p_j) \theta(-q_j^+); \quad (\text{П.23})$$

$$\sigma_1^n(s; \underline{p} \underline{q}) = i \frac{2^n (2\pi)^{4n-1}}{(P^+)^{2n-1}} \sum_m \delta(s - P_m^2) \Phi_{0m}^n(\underline{p}) \overline{\Phi}_{0m}^n(\underline{q}); \quad (\text{П.24})$$

$$\sigma_2^n(s; \underline{p}, \underline{q}) = i \frac{2^n (2\pi)^{4n-1}}{(P^+)^{2n-1}} \sum_m \delta(s - P_m^2) \Phi_{m0}^n(\underline{p}) \overline{\Phi}_{m0}^n(\underline{q}). \quad (\text{П.25})$$

Используя трансляционную инвариантность, введем функцию Грина в подпространство равных полных 4-импульсов начального и конечного состояний:

$$\tilde{G}^n(P^-; \underline{p}, \underline{q}) = \frac{i (2\pi)^{n-1}}{(P^+)^{2n-2}} \delta(P - Q) g^n(P; \underline{p}, \underline{q}). \quad (\text{П.26})$$

Используя трансформационные свойства 4-мерной функции Грина относительно некоторых преобразований Лоренца, можно показать, что функция g^n зависит от переменных P^+ и P_\perp особым образом [15], а именно:

$$g^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = S_P g^n(P^2; \eta_i, p_{i\perp} - \eta_i P_\perp; \xi_j, g_{j\perp} - \xi_j P_\perp) S_P^{-1}, \quad (\text{П.27})$$

где

$$\eta_i = p_i^+ / P^+; \quad \xi_j = q_j^+ / P^+;$$

S_P — матрица преобразования, действующая лишь на спиновые индексы. В случае всех скалярных частиц она равна единице.

Последнее свойство представляет важное преимущество квантовой теории поля на нуль-плоскости по сравнению с обычной квантовой теорией поля в построении 3-мерного формализма. Воспользуемся им при описании многочастичных процессов.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Перейдем к построению амплитуд рассеяния, соответствующих интересующим нас многочастичным процессам. Двухвременная функция Грина n -частиц удовлетворяет квазипотенциальному уравнению, которое в символической операторной форме записи имеет следующий вид:

$$g^n = g_0^n + g_0^n V^n g^n, \quad (\text{П.28})$$

где под произведением подразумевается интегрирование

$$\int \prod_1^n d^2 p_{i\perp} d\eta_i \delta \left(P_\perp - \sum_1^n p_{i\perp} \right) \delta \left(\sum_1^n \eta_i - 1 \right);$$

$g_0^n(P; \underline{p}, \underline{q})$ — двухвременная функция Грина n свободных частиц. Согласно спектральному представлению, (П.22) в бесспиновом случае имеет вид

$$g_0^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = \prod_1^{n-1} \delta(p_{i\perp} - q_{i\perp}) \delta(\eta_i - \xi_i) / \prod_1^n \eta_i \times \\ \times \left(P^2 - \sum_1^n \frac{(p_{i\perp} - \eta_i P_\perp)^2 + m_i^2}{\eta_i} + i\epsilon \right);$$

где V^n — квазипотенциал взаимодействия n частиц, который можно восстановить в любом порядке теории возмущений. В случае, например, трех частиц его можно представить в виде суммы двухчастичных квазипотенциалов взаимодействий всех пар и слагаемого, ответственного за чисто трехчастичные силы. При этом благодаря спектральному представлению (П.22) нет необходимости выделения запаздывающей части [15] в отличие от обычной квантовой теории поля. В случае n частиц имеем соответственно сумму квазипотенциалов двух-, трех-, четырехчастичных и т. д. взаимодействий.

В дальнейшем нам понадобятся волновые функции (П.21) физического одночастичного состояния. С этой целью напомним формулировку задачи о связанных состояниях в релятивистской системе n частиц. Вкладу одночастичного физического состояния A в спектральную плотность (П.23) соответствует следующее полное приближение для двухвременной функции Грина:

$$g^n(P; \underline{p}, \underline{q}) \sim [2(2\pi)^3]^{n-1} \Phi_A^n(\underline{p}) \bar{\Phi}_A^n(\underline{q}) / (P^2 - M_A^2), \quad (\text{П.29})$$

где M_A — масса состояния A ; $\Phi_A^n(\underline{p})$ — квазипотенциальная волновая функция состояния A в пространстве n составляющих (П.21)

$$\langle 0 | \psi_1(x_1) \dots \psi_n(x_n) | A \rangle_{x_i^+ = 0} = \\ = (P^+)^{1-n} \int \delta \left(\sum_1^n p_i - P_A \right) \exp(-i \underline{p} \underline{x}) \Phi^n(\underline{p}) d\underline{p}.$$

Из (П.28) с учетом (П.29) для волновой функции имеем следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \eta_1 \dots \eta_n \left(P^2 - \sum_1^n \frac{(p_{i\perp} - \eta_i P_{\perp}^2) + m_i^2}{\eta_i} \right) \Phi_A^n(\underline{p}) = \\ = \int V^n(P; \underline{p}, \underline{q}) \prod_1^{n-1} dq_{i\perp} d\xi_i \Phi_A^n(\underline{q}) \end{aligned} \quad (\text{П.30})$$

и условие нормировки

$$\int |\Phi_A^n(\underline{p})|^2 \eta_1 \dots \eta_n \prod_1^{n-1} dp_{i\perp} d\eta_i + \bar{\Phi}_A^n \frac{\partial V^n}{\partial P^2} \Phi_A^n = [2(2\pi)^3]^{4-n}. \quad (\text{П.31})$$

Кроме того, используя определение (П.21), с учетом эквивалентности голого и физического вакуумов в квантовой теории поля на нуль-плоскости можно записать следующее условие нормировки*:

$$\sum_n [2(2\pi)^3]^{n-1} \int |\Phi_A^n(\underline{p})|^2 \eta_1 \dots \eta_n \prod_1^{n-1} dp_{i\perp} d\eta_i = 1. \quad (\text{П.32})$$

Определим фурье-образ 4-мерной функции Грина

$$\begin{aligned} G^n(x_1 \dots x_n; y_1 \dots y_n) = \int \prod_1^n d^4 p_i d^4 q_i \delta(P - Q) G^n(P; p, q) \times \\ \times \exp \left[-i \sum_1^n (p_j x_j - q_j y_j) \right]. \end{aligned} \quad (\text{П.33})$$

Фурье-образ двухвременной функции Грина связан с последним следующим образом:

$$\begin{aligned} g^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = \int \delta \left(P^- - \sum_1^n p_i^- \right) \delta \left(P^- - \sum_1^n q_i^- \right) \times \\ \times \prod_1^n dp_i^- dq_i^- G^n(P; p, q). \end{aligned} \quad (\text{П.34})$$

В случае существования одночастичных решений полного гамильтониана с квантовыми числами рассматриваемых $(n - k)$ и k частиц начального состояния и $k_1 \dots k$, частиц конечного состояния функция Грина $G^n(P; p, q)$ обладает полюсами по инвариантным переменным $Q_A^2 = \left(\sum_n^k q_i \right)^2$; $Q_B^2 =$

*Здесь имеется в виду часть $\bar{\Phi}_A^n(\underline{p})$, соответствующая связным диаграммам.

$= \left(\sum_{k+1}^n q_1 \right)^2; P_1^2 = \left(\sum_1^{k_1} p_1 \right)^2, \dots, P_S^2 = \left(\sum_{n-k_s+1}^n \right)^2$. Вблизи этих полюсов она имеет вид

$$G^n(P; \underline{p}; \underline{q}) \approx \frac{\psi_1(p_1 \dots p_{k_1}) \dots \psi_s(p_{n-k_s+1} \dots p_n)}{\prod_1^s (P_i^2 - M_i^2 + i\epsilon)} \times \frac{T(P_1 \dots P_s; Q_s Q_B) \bar{\Psi}_A(q_1 \dots q_k) \bar{\Psi}_B(q_{k+1} \dots q_n)}{(Q_A^2 - M_A^2 + i\epsilon)(Q_B^2 - M_B^2 + i\epsilon)}, \quad (П.35)$$

где T — физическая амплитуда рассеяния, соответствующая процессу $A + B \rightarrow 1 \dots s$; $\psi_1 \dots \psi_s, \bar{\Psi}_A, \bar{\Psi}_B$ — фурье-образы 4-мерных амплитуд Бете — Солпитера, описывающих состояния $1 \dots s, A, B$.

Подставляя (П.35) в (П.34), получаем следующую полюсную структуру двухвременных функций Грина (П.26):

$$g^n(P; \underline{p}, \underline{q}) \sim i [2(2\pi)^3]^{n-s-1} \times \frac{\Phi_1(\underline{p}) \dots \Phi_s(\underline{p}) \times T \times \bar{\Phi}_A(\underline{q}) \bar{\Phi}_B(\underline{q})}{X_1^{k_1} \dots X_s^{k_s} \left(p_2 - \sum_1^s \frac{P_{i\perp}^2 + M_i^2}{X_i} \right) Y_A^k Y_B^{n-k} \left(p_2 - \sum_{i=A, B}^2 \frac{Q_{i\perp}^2 - M_i}{Y_i} \right)}, \quad (П.36)$$

где $\Phi_i, \bar{\Phi}_{A, B}$ — квазипотенциальные волновые функции, связанные с амплитудами Бете — Солпитера следующим образом:

$$\Phi_A(\underline{p}_1 \dots \underline{p}_k) = \int \delta \left(\sum_1^k p_i^- - P_A^- \right) \prod_1^k dp_i^- \Psi_A(p_1 \dots p_k). \quad (П.37)$$

Из (П.22) видно, что двухвременная функция Грина содержит полную информацию квантовой теории поля о физических амплитудах рассеяния интересующих нас процессов. Задача состоит в получении уравнений, позволяющих выделить эту информацию в явном виде.

Рассмотрим двухвременную функцию Грина n частиц q_α^n , учитывающую взаимодействие лишь внутри подсистем $k_1 \dots k_s$ частиц ($k_1 + k_2 + \dots + k_s = n$), на которые можно разбить исходную систему n частиц (α нумерует все возможные разбиения). Из спектрального представления, выключая взаимодействие между подсистемами, имеем

$$\left. \begin{aligned} g_\alpha^n(P; \underline{p}, \underline{q}) \delta^{(3)}(\underline{P} - \underline{Q}) &= (-2\pi i)^{s-1} (P^+)^{2n-2} \prod_1^s (P_i^+)^{2-2k_i}; \\ \int \delta(z_1 + \dots + z_s - P^-) dz_1 \dots dz_s \prod_1^s \delta(P_i - Q_i) g^k(z_i; P_i; \underline{p}, \underline{q}), \end{aligned} \right\} \quad (П.38)$$

где g^{ki} — полная двухвременная функция Грина подсистемы k_i частиц.

Определим с помощью двухвременной функции Грина операторы переноса $M_{\alpha\beta}^n$:

$$g^n = R + g_\alpha^n M_{\alpha, AB}^n, \quad (П.39)$$

где

$$g_{AB}^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = -2\pi i (P^+)^{2n-2} (P_A^+)^{2-2k} (P_B^+)^{2-2n+2k} \times \\ \times \int dz g_A^k(P^- - z, \underline{P}_A \underline{p} \underline{q}) g^{n-k}(z, \underline{P}_B, \underline{p} \underline{q}) \delta(\underline{P}_A - \underline{Q}_A) \quad (\text{П.40})$$

— функция Грина, учитывающая взаимодействие лишь внутри подсистем A и B ; R — регулярный вблизи полюсов (П.36) член, который выбирается из соображений удобства вида уравнений для операторов перехода.

Учитывая структуру (П.36) и полюсные вклады (П.29) в каждую из функций Грина, входящих в g_{ij}^n и g_{AB}^n , и приравнявая вычеты в обеих частях определения (П.39), получаем выражение для физической амплитуды рассеяния (22).

В наиболее простом случае столкновения частиц A и B , в результате которого возникают n свободных составляющих, уравнения для операторов перехода символической записи совпадают с уравнениями приложения 1. Произведения операторов надо понимать в смысле (П.28). Выпишем в явном виде выражения для ядер уравнений:

$$g_{ij}^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = \left(\frac{P_{ij}^+}{P^+} \right)^{-2} g_{ij}^{(2)} \left(P - \sum_{l \neq i, j} \bar{p}_l; \underline{p} \underline{q} \right) \times \\ \times \prod_{l \neq ij} \eta_l \delta^{(2)}(p_{l\perp} - q_{l\perp}) \delta(\eta_l - \xi_l); \\ T_{ij}^n = T_{ij}^{(2)} \left(P - \sum_{l \neq i, j} \bar{p}_l; \underline{p} \underline{q} \right) \prod_{l \neq i, j} \eta_l \delta^{(2)}(p_{l\perp} - q_{l\perp}) \delta(\eta_l - \xi_l); \\ V_{ij}^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = V_{ij}^{(2)} \left(P - \sum_{l \neq i, j} \bar{p}_l; \underline{p} \underline{q} \right) \prod_{l \neq i, j} \eta_l \delta^{(2)}(p_{l\perp} - q_{l\perp}) \delta(\eta_l - \xi_l),$$

где $g_{ij}^{(2)}$, $T_{ij}^{(2)}$, $V_{ij}^{(2)}$ — двухчастичные функции Грина, T -матрицы и квазипотенциалы i -й и j -й частиц.

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

{Используя несложные алгебраические преобразования, уравнение для функции Грина (П.28), перепишем в следующем виде:

$$g^n = g_\alpha^n + g_\alpha^n (V^n - V_\alpha^n) g^n, \quad (\text{П.41})$$

где g_α^n и V_α^n — произвольные операторы, связанные условием

$$g_\alpha^n = g_0^n + g_0^n \bar{V}_\alpha^n g_\alpha^n. \quad (\text{П.42})$$

Такая запись удобна, например, для нахождения функции Грина по этапам. Если V_α^n — основная часть квазипотенциала V^n , а $V^n - V_\alpha^n$ — малая добавка, то, зная решение уравнения (П.42), задача сводится к решению уравнения (П.42) по теории возмущений. Выделяя в (П.41) полюс, соответствующий одночастичному вкладу в спектральное представление для g^n , уравнение для волновой функции (71) можно записать в виде

$$\Phi^n = g_\alpha^n (V^n - V_\alpha^n) \Phi^n. \quad (\text{П.43})$$

Воспользуемся этим уравнением для выделения подсистемы $n - 1$ -частиц в виде «остова» в волновой функции Φ^n . Пусть V_α^n — часть квазипотенциала V^n , полностью описывающая взаимодействие в подсистеме $n - 1$ частиц (для определенности $2, \dots, n$). Тогда согласно уравнению (П.42) g_α^n выражается через функцию Грина подсистемы g_α^{n-1} следующим образом:

$$g_\alpha^n(P; \underline{p}, \underline{q}) = (1 - \eta_1)^{4-2n} g_\alpha^{n-1}(P - \bar{p}_1; \underline{p}\underline{q}) \eta_1^{-1} \delta^{(2)}(p_{1\perp} - q_{1\perp}). \quad (\text{П.44})$$

Выделению остова соответствует следующее приближение в спектральном представлении для g_α^{n-1} :

$$g_\alpha^{n-1}(P_\alpha; \underline{p}, \underline{q}) = [2(2\pi)^3]^{n-2} \int \frac{\Phi_s^{n-1}(\underline{p}) \Phi_s(q)}{P_\alpha^2 - s + i\varepsilon} ds.$$

Действительно волновую функцию Φ^n можно записать в виде (71). Используя условие ортонормировки, имеем

$$\bar{\Phi}_s^{n-1} \Phi_s^{n-1} + \bar{\Phi}_{s'}^{n-1} \frac{\partial V^{n-1}}{\partial P^2} \Phi_s^{n-1} \sim \Phi(s) \delta(s - s').$$

Уравнение (П.43) приведем в окончательную форму

$$\begin{aligned} \psi_A^{as}(p_\perp) = & \left[\eta_1(1 - \eta_1) \left(P^2 - \frac{p_\perp^2 + m_1^2}{\eta_1} - \frac{p_\perp^2 + s}{4 - \eta_1} \right) \right]^{-1} \times \\ & \times \int V_{ss'}^{a\Phi\Phi}(p_\perp, p'_\perp) dp'_\perp d\eta'_1 ds' \psi_A^{as}(p'_\perp). \end{aligned}$$

Нетрудно проверить, что $V_{ss'}^{a\Phi\Phi}$ имеет вид (79) и (80).

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Кинематика. Обозначения:

$$A + B \rightarrow C(p_\perp) + X(M^2)$$

$$s = (P_A + P_B)^2; \quad t = (P_A - P_C)^2 = -x_1 s; \quad x_1 = t/s;$$

$$u = (P_B - P_C)^2 = -x_2 s; \quad x = -u/s;$$

$$M^2 = (P_A + P_B - P_C)^2 = \varepsilon s; \quad \varepsilon = M^2/s = 1 - \frac{P}{|P_{\text{макс}}|};$$

$$s + t + u = M^2 + \sum m_2^2; \quad P_\perp^2 = tu/s = x_1 x_2 s.$$

Система центра масс:

$$t = -2p^2(1 - \cos \theta) = -s/2(1 - \cos \theta), \quad s = 4p^2;$$

$$x_1 = 1/2(1 - \cos \theta); \quad x_2 = 1/2(1 + \cos \theta);$$

$$\varepsilon \approx 1 - x_R; \quad x_R = \sqrt{x^2 + x_\perp^2}; \quad x = P/P_{\text{макс}} \approx (t - u)/s \approx 2p_{\text{II}}/\sqrt{s};$$

$$x_\perp \approx 2x_1 \approx 2x_2 \quad (\theta = 90^\circ).$$

Рождение пучков частиц:

$$\begin{aligned} s' &= (p_a + p_b)^2 \approx xy \cdot s; & t' &= (p_a - p_c) \approx -x/zt; \\ u' &= (p_b - p_c)^2 \approx -y/zt; & x &= p_a/P_A; & y &= p_b/P_B; & z &= P_C/p_c; \\ P_{\perp}^{\prime 2} &= t' u' / s' = 1/z^2 P_{\perp}^2. \end{aligned}$$

Глубокоэластичная область:

$$\begin{aligned} t &= (p_l - p_c)^2 = -q^2, & M^2 &= (p_a + P_B - p_c)^2; \\ s' &= (p_a + p_b)^2 \approx xs, & t' &= t, & u' &= (p_b + p_c)^2 \approx xu; \\ x &= -t/(s + u) = -t/(M^2 - t), & \omega &= 1/x = -q^2/2M_{B\nu}, & \nu &= P_{Bq}/M_B = P_B(p_a = p_c)/M_B. \end{aligned}$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Марков М. А. Нейтрино. М., «Наука», 1964; Препринт ОИЯИ Е2-4370, Дубна, 1969.
2. Матвеев В. А., Мурадян Р. М., Тавхелидзе А. Н. Препринт ОИЯИ Р2-4572, Дубна, 1969; Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. Preprint JINR E2-6962, Dubna, 1971; «Lett. Nuovo cimento», 1972, v. 5, p. 907; Мурадян Р. М. Автомодельность в инклюзивных реакциях. Р2-6762, Дубна, 1972.
3. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N. «Lett. Nuovo cimento», 1973, v. 7, p. 719.
4. Brodsky S. J., Farrar G. R. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1153.
5. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Нгуен Ван Хьюе. Препринт ИФВЭ 67-49-К, Серпухов, 1967; Logunov A. A., Mestvirishvili M. A., Nguyen Van Hieu «Phys. Lett.», 1967, v. 26, p. 611; Proc. of the 1967 International conference on Particle and Fields. N.Y., 1967; Логунов А. А., Нгуен Ван Хьюе, Хрусталева О. А. В кн.: Сборник, посвященный Н. Н. Боголюбову в связи с его шестидесятилетием. М., «Наука», 1969.
6. Logunov A. A., Mestvirishvili M. A. Preprint CERN TH-1707, Geneva, 1973.
7. Logunov A. A., Tavkhelidze A. N. «Nuovo cimento», 1963, v. 29, p. 380.
8. Tavkhelidze A. N. Lectures on quasipotential method in field theory, Tata Institute of Fundamental Research, Bombay. 1964; Кадышевский В. Г., Тавхелидзе А. Н. В кн.: Сборник, посвященный 60-летию Н. Н. Боголюбова. М., «Наука», 1969.
9. Гарсеванишвили В. Р., Матвеев В. А., Слепченко Л. А. «ЭЧАЯ», 1970, т. 1, вып. 1, стр. 91; Garsevanishvili V. R. e.a. «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 849.
10. Edneral V. F., Troshin S. M., Tjurin N. E. Preprint CERN, 1975; Голоскоков С. В. и др. Препринт ОИЯИ Р2-8214, Дубна, 1974, Р2-8337, Дубна (1974), Р2-9088, Дубна (1975).
11. Боголюбов П. Н. «ЭЧАЯ», 1975, т. 3, № 1, с. 144—174.
12. Гарсеванишвили В. Р. и др. Препринт ОИЯИ Е2-8126, Дубна, 1974; Kuleshov S. R. e.a. JINR E2-8128 (1974).
13. Квинихидзе А. Н., Слепченко Л. А. «ТМФ», 1975, т. 24, с. 54.
14. Blankenbecler R., Brodsky S. J. «Phys. Rev. D», 1974, v. 70, с. 2973; Gunion J. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, с. 242.
15. Архинов А. А., Логунов А. А., Саврин В. И. ИФВЭ, 75—107, Серпухов, 1975; «ТМФ», 1976, v. 26.
16. Квинихидзе А. Н. и др. ОИЯИ Д2-9540, 1976.
17. Логунов А. А., Мествиришвили М. А., Петров В. А. ИФВЭ, СТФ 74—66, Серпухов, 1974.
18. Kogut J., Susskind L. «Phys. Reports», 1973, v. 86, с. 75.

18. Квинихидзе А. Н., Слепченко Л. А. ОИЯИ P1, 2-8529, Дубна, 1975.
19. Arnold R. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 35, 776 (1975).
20. Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkheldidze A. N. JINR E2-8048, Dubna, 1974; В кн.: Труды IV Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ Д1, 2-9224, Дубна, 1975.
21. Drell S. D., Yan T. M. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 24, p. 181; «Ann. Phys.», 66, 578, 1971, v. 66.
22. Alper B. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 521;
Banner M. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 44, p. 537;
Büsser F. W. e.a. «Phys. Lett. B», 1973, v. 46, p. 471.
23. Cronin J. W. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1426; «Phys. Rev. D», 1975, v. 11, p. 3105.
24. Cronin J. W. In: Proceedings of the 1974 summer institute of Particle physics. V. II, SLAC-179, 1974.
25. Di Lella L. In: Proceedings of the 1975 International symposium on Lepton and photon Interaction of High Energies. Stanford, 1975.
26. Donaldson G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 1110.
27. Baldin A. M. In: Proceedings of the 1975 CERN-JINR SCHOOL of Physics, Alushta. JINR E2-9086, Dubna, 1975.
28. Alper B. e.a. «Nucl. Phys. B», 1975, v. 87, p. 19.
29. Büsser F. W. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 51, p. 306; 311.
30. Di Lella L. In: Proc. of the XVIII International conference on High Energy physics. London, 1974.
31. Büsser F. W. e.a. In: Talk given of the VI-th International colloquium on Multiparticle reactions. OXFORD, 1975.
32. Darriulat P. In: Rapporteur's talk at the Palermo Conference, 1975.
33. Bjorken J. «I. Phys. Symp 10», 1973, v. 34, p. 386.
34. Ellis S. D., Thun R. In: Invited talk presented at the IX-th Rencontre de Moriond. CERN TH. 1874—Geneva, 1974.
35. Finocchiaro G. e.a. «Phys. Lett. B», 1974, v. 50, p. 396; Kephart R. e.a. In: Proceedings of the XVII-th International conference on high energy physics. London, 1974; Finocchiaro G. e.a. Там же.
36. Ramanauskas A. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 31, p. 1371; Anderson E. W. e.a. BNL-19236, Brookhaven, 1974.
37. Дерре Ж. и др. Препринт, ИФВЭ, М-22, Серпухов, 1975.
38. Eggert K. e.a. In: Talk of the Palermo Conference, 1975; Nucl. Phys. B», 1975, v. 398, p. 49, 73.
39. CERN ISR Meltings NR 14, 16, 17, CERN rep., 1975.
40. Darriulat P. e.a. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 107.
41. Dakin J. T. e.a. «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 1401.
42. Feldman G. J., Perl M. L. «Phys. Reports», 1975, v. 19, p. 233.
43. Berman S. M., Bjorken J. D., Kogut J. B. «Phys. Rev. D», 1971, v. 4, p. 3388; Berman S. M., Jacob M. «Phys. Rev. Lett.», 1970, v. 25, p. 1683.
44. Elles S. P., Kislinger M. B. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 2027.
45. Sivers D., Brodsky S. J., Blankenbender R. «Phys. Reports C», v. 23.
46. Landshoff P. V., Polkinghorne J. C. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 4157; v. 10, p. 891.
47. Landshoff P. V. In: Proceedings of the XVII International Conference on High energy physics. London, 1974.
48. Berger E. L., Branson D. «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 57; Ellis S. D. «Phys. Lett. B», 1974, v. 49, p. 189; Bander M., Barnett R. M., Silverman D. «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 243.
49. Preparata G., Craigie N. «Nucl. Phys. B», 1976, v. 102, p. 478, 497; Preparata G., Rossi G. Preprint CERN TH. 2163, Geneva, 1976.
50. Raitio R. O., Ringland G. A. Preprint SLAC-PUB-1620, Stanford, 1976.
51. Bjorken J. D., Kogut J. «Phys. Rev. D», 1973, v. 8, p. 1371.
52. Combridge B. L. «Phys. Lett. B», 1976, v. 62, p. 222.

53. Perl M., Richter B. In: Proc. of the XVII International Conference on high energy physics. London, 1974; Dakin J. e.a. «Phys. Rev. D», 1975, v. 10, p. 1401; Caldwell D. e.a. Paper submitted for the Palermo Conference, 1975; Hanson G. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1609.
54. Bjorken J. D. In: SLAC summer institute on particle physics, 1975.
55. Ellis S. D., Jacob M., Landshoff P. V. Preprint CERN TH 2109, Geneva, 1975; Ellis S. D., Landshoff P. V. Preprint CERN TH-2182. Geneva, 1976.
56. Gasser J., Sukhatme W. P. Univ of Cambridge DAMTP 763, 1976.
57. Matveev V. A., Tavkhelidze A. N. Preprint JINR E2-5141, Dubna, 1970.
58. Матвеев В. А., Сисакян А. Н., Слепченко Л. А. «Ядерная физика», 1976, т. 23, с. 432; Matveev V. A., Sissakian A. N., Slepchenko L. A. Preprint JINR E2-9105, Colloquim on Multiparticle reactions. Oxford, 1975.
59. Кулепов С. П., Матвеев В. А. и др. «ЭЧАЯ», 1974, т. 5, вып. 1.
60. Contogouris A. P., Holden J. P., Argyres E. N. «Phys. Lett. B», 1974, v. 51, p. 251; «Nucl. Phys. B», 1975, v. 85, p. 102; Schiff D., Contogouris A. P., Alouso J. L. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 87.
61. Sissakian A. N., Slepchenko L. A. In: Proceedings of the VI International seminar on high energy problems. JINR D1, 2-9224, Dubna, 1975; Alonso J. L., Wright A. C. D. «Phys. Rev. D», 1975, v. 12 p. 776.
62. Квинихидзе А. Н., Стоянов Д. Щ. В кн.: Лекции в школе молодых ученых по физике высоких энергий. Сухуми, 1972; Препринт ОИЯИ P2-8667, 215, Дубна, 1972; Квинихидзе А. Н., Стоянов Д. Щ. «ТМФ», 1972, т. 11, с. 23; Препринт ОИЯИ P2-6347, Дубна, 1972.
63. Feynman R. «Phys. Rev. Lett.», 1969, v. 23, p. 1475; Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. Пер. с англ. М., «Мир», 1975.
64. Боголюбов Н. Н., Владимиров В. С., Тавхелидзе А. Н. «ТМФ», 1972, т. 12, с. 305.